



Trabajo Fin de Máster

Caracterización experimental electromagnética de metamateriales quirales.



ALUMNO: Francisco Javier Sánchez López
DIRECTORES: Alejandro Álvarez Melcón
Gregorio José Molina Cuberos

Julio, 2011



Autor	Francisco Javier Sánchez López
E-mail del Autor	franciscojavier.sanchez@ciemat.es
Director(es)	Alejandro Álvarez Melcón. Gregorio José Molina Cuberos
E-mail del Director	alejandro.alvarez@upct.es
Codirector(es)	
Título del PFC	Caracterización experimental electromagnética de metamateriales quirales
Descriptores	Caracterización, metamateriales, inversión, quirales.
<p>Resumen</p> <p>En los últimos años han surgido nuevos materiales conocidos como metamateriales que tienen características que no se pueden encontrar en los materiales naturales. Para la caracterización de estos metamateriales surge la necesidad de crear nuevas técnicas de medida y algoritmos. En este trabajo se presentan las mejoras realizadas en el sistema de medida en medio libre ya existente. Asimismo se presenta un nuevo algoritmo para la caracterización de metamateriales basados en la inclusión de quirales. Este algoritmo se prueba en primera instancia mediante simulación y posteriormente se aplica a medidas experimentales de metamateriales</p>	
Titulación	Máster TIC
Intensificación	
Departamento	Departamento TIC
Fecha de Presentación	Julio 2011

Índice general

1	Introducción	3
1.1	Dieléctricos artificiales	3
1.2	Materiales magnéticos artificiales	4
1.3	Materiales quirales	4
1.4	Anisótropos y bi-anisótropos	5
1.5	Medios de Veselago	5
1.6	Medios de parámetros extremos	5
1.7	Medios PEMC	5
1.8	Cristales electromagnéticos	6
2	Medidas en espacio libre	7
2.1	Introducción a la técnica de medida en espacio libre	7
2.1.1	Relaciones entre conjuntos de parámetros constitutivos	8
2.1.2	Ecuaciones básicas	9
2.2	Técnicas de calibrado y de dominio del tiempo	11
2.3	Nuevo sistema de caracterización	14
2.3.1	Montaje original	14
2.3.2	Cambio y caracterización de antenas	15
2.3.3	Evaluación de las diferencias entre las antenas.	21
2.3.4	Configuración final	24
3	Nuevo algoritmo de inversión	30
4	Resultados	38
4.1	Resultados de medidas simuladas	38
4.1.1	Modelo lineal	38
4.1.2	Modelo resonante no lineal.	38
4.2	Medidas experimentales	40
4.2.1	Muestras basadas en la inclusión de hélices aleatoriamente distribuidas	44
4.2.2	Muestras basadas en la inclusión de manivelas aleatoriamente distribuidas	46
4.2.3	Muestras basadas en distribuciones periódicas de manivelas sobre PCB	48
5	Conclusiones y futuras líneas de actuación	60
A	Algoritmo de Inversión de parámetros	61

Capítulo 1

Introducción

En este documento se pretende presentar el método seguido para el diseño de un sistema experimental y un algoritmo para la caracterización de cualquier tipo de material, con especial énfasis en la caracterización de metamateriales basados en la inclusión de quirales. Ahora bien, ¿a qué llamamos metamateriales? En la mayoría de los casos las propiedades macroscópicas de las mezclas pueden ser sorprendentemente diferentes de las de sus ingredientes. Un helado puede ser un buen ejemplo de este comportamiento, el sabor es muy diferente de la suma de sabores del hielo y el resto de ingredientes. Es un conocimiento extendido que cocinar es un proceso altamente no lineal (hay grandes cambios en el resultado final con pequeños cambios en los ingredientes) esto también ocurre en muchos campos de la ciencia y la ingeniería. Un nombre para materiales artificiales que da cuenta de estas características es el de *metamateriales*. Los metamateriales son difíciles de definir y clasificar, por ejemplo una definición simplista que abarcaría un subconjunto de metamateriales aunque, tal vez, sería válida para la mayoría de investigadores en el campo de materiales electromagnéticos es la de llamar metamateriales a los materiales que son algo distintos de los ordinarios. Incluso sobre esto uno no puede estar completamente seguro.

La red *Metamorphose* estableció [14] que los metamateriales son materiales artificiales multifuncionales electromagnéticamente diseñados para satisfacer requisitos prescritos. El prefijo meta significa después, más allá y también de clase superior. Estas propiedades son superiores comparadas con las que se pueden encontrar en sus componentes. Estas nuevas propiedades emergen debido a interacciones específicas con los campos electromagnéticos o debido a control eléctrico externo.

De estas definiciones y otras que no hemos presentado [22] se extraen dos propiedades fundamentales de los metamateriales:

- Tienen propiedades que no se observan en sus constituyentes.
- No se observan en la naturaleza.

Existen numerosos materiales que cumplen estas dos propiedades, mencionaremos a continuación los principales tipos de materiales que pueden ser considerados como metamateriales.

1.1 Dieléctricos artificiales

En la década de los 40 durante el siglo XX Winston E. Kock sugirió la posibilidad de hacer una lente dieléctrica más ligera reemplazando el material refractivo con una mezcla de esferas de metal en una matriz. Kock construyó lentes pulverizando pintura conductora sobre espuma de poliestireno y hojas de celofán. Él fue uno de los que probablemente acuñó el término de dieléctrico artificial que más tarde ha sido establecido en la literatura de microondas. Lles metamateriales tiene sentido ya que las propiedades conductoras del metal están siendo modificadas hacia un comportamiento tipo dieléctrico desde una perspectiva macroscópica.

1.2 Materiales magnéticos artificiales

En este tipo de compuestos los componentes son materiales no magnéticos, pero la corriente circulante genera un momento magnético no nulo, esta respuesta magnética puede lograrse introduciendo bucles o lazos de conductores ordenados en una matriz. Este fenómeno puede darse incluso sin conductores, inhomogeneidades dieléctricas si generan caminos cerrados para las corrientes de desplazamiento internas pueden generar un débil efecto magnético. Este tipo de materiales tiene una larga historia pero únicamente en los últimos años se ha visto la verdadera fuerza de estos efectos artificiales en los diseños de Swiss rolls y resonadores split-ring.

1.3 Materiales quirales

Se dice que una figura es quiral o enantiomorfa si no es idéntica a su imagen especular, es decir, si no existe un mapeo que lleve la figura a su imagen especular mediante operaciones de rotación o traslación. En caso contrario se dice que es aquiral. En tres dimensiones toda figura que tenga un plano o un centro de simetría es aquiral. Un ejemplo sencillo de quirales son las manos, la mano izquierda no coincide con la derecha si las superponemos manteniendo la perspectiva, es decir, si las superponemos mirando ambas palmas o ambos reversos. Este tipo de materiales suele presentar actividad óptica¹.

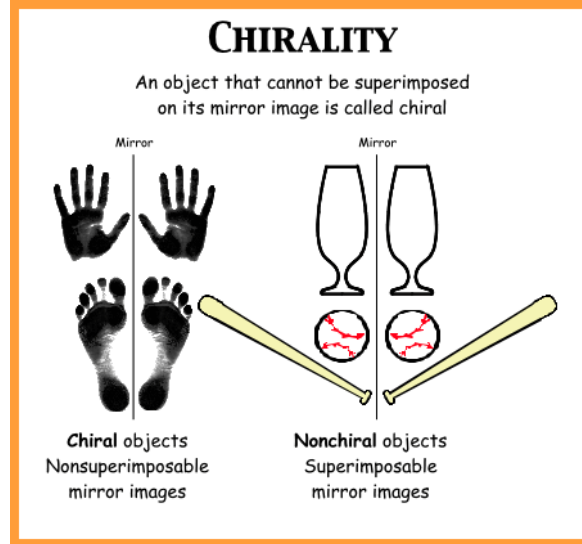


Fig. 1.1: Diferencia entre objetos quirales y no quirales

La actividad óptica consiste en la rotación del plano de polarización de una onda linealmente polarizada, pero éste es sólo uno de los fenómenos que se pueden atribuir a la actividad óptica y que tienen su origen común en responder de manera diferente a ondas circularmente polarizadas dextrógiras (RCP) y a ondas circularmente polarizadas levógiras (LCP)[9],[19]. Partiendo del descubrimiento de Pasteur y Fresnel de que las moléculas que exhibían actividad óptica tenían esencialmente una estructura de hélice, se pensó en usar este tipo de estructuras helicoidales a una escala mayor para observar este tipo de fenómenos para longitudes de onda mayores. Existen numerosas expresiones equivalentes para expresar las relaciones constitutivas de estos medios, nosotros seguiremos la notación de [9], [15]:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} - j\kappa \vec{H} \quad (1.1)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} + j\kappa \vec{E} \quad (1.2)$$

Donde $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ es la permitividad del medio, $\mu = \mu_0 \mu_r$, la permeabilidad del medio y κ el parámetro de quiralidad.

¹Se denomina actividad óptica por razones históricas ya que este tipo de propiedades fueron descubiertas por Arago (1811) y Biot (1812) de manera independiente para longitudes de onda del espectro visible (materiales birrefringentes), posteriormente se vio que existían materiales con propiedades similares a otras frecuencias pero se mantuvo este nombre.

1.4 Anisótropos y bi-anisótropos

La anisotropía artificial es un concepto emergente. Mezclando dos dieléctricos isótropos entre sí el medio efectivo puede ser anisótropo si uno de sus componentes tiene forma asimétrica, como agujas, todas ellas alineadas. Obviamente, la respuesta macroscópica es diferente a la respuesta original y también es diferente según la dirección de incidencia. Una generalización de esto es la bianisotropía, que es un concepto útil a la hora de analizar la respuesta de materiales complejos. Si un medio es bianisótropo, muestra anisotropía y comportamiento magnetoeléctrico (La quiralidad y su acoplamiento cruzado es un ejemplo de esto, para hélices distribuidas aleatoriamente el medio es bi-isótropo pero si las hélices están alineadas, la respuesta depende de la dirección del campo de excitación y por tanto estamos en un medio bianisótropo.) Las relaciones constitutivas de estos materiales se pueden expresar mediante:

$$\begin{pmatrix} \vec{D} \\ \vec{B} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{\epsilon} & \bar{\xi} \\ \bar{\zeta} & \bar{\mu} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

Donde los parámetros $\bar{\epsilon}, \bar{\xi}, \bar{\zeta}, \bar{\mu}$ son diádicos (tensores) con 9 componentes.

1.5 Medios de Veselago

Este tipo de medios son probablemente los más famosos entre los metamateriales. En su estudio Victor Veselago [25] discutió el comportamiento particular de las ondas electromagnéticas en materiales con permitividad y permeabilidad negativas simultáneamente y descubrió fenómenos inesperados (refracción anómala, desplazamiento Doppler inverso, radiación Cherenkov inversa, etc.) Ahora, después de 40 años se han diseñado estructuras resonantes que son capaces de tener este tipo de respuestas, aunque en una banda muy estrecha. Los medios de Veselago reciben muchos nombres, medios de índice de refracción negativo, medios de refracción negativa, medios doble negativos, medios con velocidad de fase negativa, medios left-handed (LHM), aunque este nombre es muy desafortunado ya que no hay nada a izquierdas (o con algún tipo de sentido), los medios quirales sí pueden ser a izquierdas (si contienen un exceso de hélices a izquierdas) o a derechas. La ironía es que las hélices se pueden usar como estructuras resonantes para tener la respuesta negativa, pero pueden ser hélices a izquierdas, a derechas e incluso combinaciones de ellas.

1.6 Medios de parámetros extremos

Otros medios interesantes son aquellos en los que sus parámetros μ, ϵ toman valores muy grandes o muy pequeños. Una onda que se propaga por un medio se puede analizar a través de su impedancia relativa $\eta_r = \sqrt{\mu_r/\epsilon_r}$ y su índice de refracción $n = \sqrt{\mu_r\epsilon_r}$, la situación de conductor eléctrico perfecto (PEC) corresponde a $\epsilon \rightarrow \infty$ y $\mu \rightarrow 0$, por tanto hablamos de medios de impedancia cero (o muy baja), por su parte la situación de conductor magnético perfecto (PMC) corresponde a $\epsilon \rightarrow 0$ y $\mu \rightarrow \infty$, esto es, medios de muy alta impedancia. Por otra parte, en estos medios no podemos decir nada acerca del índice de refracción. También son posibles combinaciones de valores muy grandes o muy pequeños de μ, ϵ, η, n , este tipo de materiales pueden tener aplicaciones interesantes como por ejemplo incrementar la directividad de antenas planares.

1.7 Medios PEMC

Recientemente también se han introducido otros medios con respuesta macroscópica extraña que son los PEMC (perfect electromagnetic conductor) que son generalizaciones de los PEC y PMC y que tienen las siguientes relaciones constitutivas:

$$\vec{D} = M\vec{B}; \quad \vec{H} = -M\vec{E} \quad (1.4)$$

Siendo M un escalar, estas relaciones se pueden reescribir como sigue:

$$\begin{pmatrix} \vec{D} \\ \vec{B} \end{pmatrix} = q \begin{pmatrix} M & 1 \\ 1 & \frac{1}{M} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix}, \quad q \rightarrow \infty \quad (1.5)$$

Vemos que hay acoplamiento magnetoeléctrico y que la respuesta es no recíproca y que todos los parámetros tienden a infinito. A pesar de la apariencia de la relación (1.5) este tipo de medios son

muy simples, son los únicos totalmente isótropos independientemente del movimiento del observador y estos medios causan efectos interesantes en la ondas electromagnéticas que pueden tener aplicaciones en ingeniería de antenas.[20][21]

1.8 Cristales electromagnéticos

En la investigación en materiales, los cristales electromagnéticos tienen un lugar especial. Son conocidos por otros muchos nombres como cristales fotónicos, EBG (electromagnetic bandgap structures) y PBG (photonic bandgap structures). La mayoría de los investigadores piensan que estos cristales son metamateriales.

Los cristales electromagnéticos son estructuras periódicas compuestas de redes regulares de dieléctrico o metal con una celda unidad dada. Su función es afectar la propagación de las ondas electromagnéticas. Su diseño imita, a una escala mayor, a los cristales semiconductores cuyas bandas permitida y prohibida están determinadas por funciones de potencial periódicas. Estos cristales electromagnéticos, muestran propiedades diferentes a sus constituyentes, pueden ser transparentes o reflectantes dependiendo de la longitud de onda de la radiación. Un punto problemático de la caracterización de estos materiales como metamateriales es que algo llamado metamaterial, debería ser algo parecido a un material. Por el hecho de que un cristal electromagnético tiene un espaciado entre elementos que es del orden de la longitud de onda o mayor, su respuesta depende de muchos más parámetros que la respuesta de un material ordinario cuyas constantes de red son mucho menores que la longitud de onda. Los cristales electromagnéticos son espacialmente dispersivos, su respuesta depende de la dirección y magnitud del vector de propagación y dispersan las ondas de una manera más complicada que una superficie plana de un material homogéneo. Esta es la diferencia fundamental respecto a los materiales que tienen inhomogeneidades a escalas mucho menores que la longitud de onda, para los que la descripción de medio efectivo es mucho más sencilla, aunque es cierto que existen materiales que son espacialmente dispersivos incluso en el límite de baja frecuencia.

Lo que se pretende en este trabajo no es más introducir una técnica experimental que a partir de la medida de S_{11} , $S_{21_{co}}$ y $S_{21_{cr}}$ (módulo y fase) nos devuelva parámetros característicos (complejos) de los materiales n, η (impedancia), ϵ, κ, μ .

Este documento se estructura de la siguiente forma:

- En el capítulo 2 presentamos la evolución del método de medida que hemos realizado, abordando una breve descripción de las técnicas de filtrado en el dominio del tiempo usadas.
- En el capítulo 3 presentamos el algoritmo de inversión de parámetros que se ha desarrollado en este trabajo, cuyo código se presenta en el apéndice A.
- En el capítulo 4 mostramos los resultados obtenidos usando el algoritmo de inversión del capítulo 3 aplicándolo tanto a simulaciones como a medidas experimentales.
- Finalmente, el capítulo 5 concluye el documento.

Capítulo 2

Medidas en espacio libre

En este capítulo nos centraremos en introducir la técnica de medida en espacio libre y en hacer la descripción de la evolución del sistema experimental. Existen numerosos trabajos que utilizan y desarrollan esta técnica de medida [16, 5, 26]. Existen numerosos problemas inherentes al uso de esta técnica como la imposibilidad de eliminar ruido del ambiente que afecta a medidas aunque es posible mitigar estos efectos tal y como se verá más adelante. Por otra parte, para conseguir un comportamiento quirral el medio debe ser homogéneo y esto hace que sea complejo el proceso de medida en guía-onda. Sin embargo, la técnica de medida en espacio libre o de onda libre en este caso sí permite considerar los metamateriales que se han diseñado como medios homogéneos. A continuación pasamos a introducir dicha técnica de medida.

2.1 Introducción a la técnica de medida en espacio libre

Para la caracterización electromagnética de materiales existen numerosas técnicas y muchas veces la naturaleza del material a medir nos fuerza a usar unas u otras técnicas. Como hemos comentado, el tamaño de las muestras y el hecho de considerarlas como medios homogéneos (necesitamos un número suficiente de hélices o *cranks* iluminados) nos conducen al uso de la técnica de espacio libre o medio libre. La técnica de medida consiste en un par antenas, un analizador de redes vectorial, cables de precisión y ordenador. Las muestras a caracterizar se intentan situar de tal manera que estemos en incidencia normal, en situación de onda plana aproximadamente y que el spot incidente esté lo suficientemente concentrado como para evitar efectos de difracción en los bordes. Es por esto por lo que hay ciertas alternativas a la hora de realizar el montaje. Como se ha dicho anteriormente, lo que se pretende es que a partir de la medida de los parámetros S_{11} , $S_{21_{co}}$ y $S_{21_{cr}}$ obtener parámetros característicos de los materiales.

En cualquier caso la situación que debemos analizar es la siguiente: Tenemos unos medios con las siguientes relaciones constitutivas[9],[15];

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} + \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} (\chi - j\kappa) \vec{H} \quad (2.1)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} + \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} (\chi + j\kappa) \vec{E} \quad (2.2)$$

Donde ϵ es la constante dieléctrica del medio, μ es permeabilidad del medio, κ la quiralidad y χ el parámetro de Tellegen. Los medios dependiendo del valor de estos parámetros se clasifican según la tabla 2.1. Las expresiones anteriores (2.1),(2.2) reciben el nombre de relaciones constitutivas de

	$\kappa = 0$	$\kappa \neq 0$
$\chi = 0$	Medio isótropo	Medio Pasteur o quirral
$\chi \neq 0$	Medio Tellegen	Medio biisótropo

Tabla 2.1: Clasificación de materiales atendiendo a los valores de κ y χ

Lindell-Sihvola (LS), también se pueden escribir de la siguiente forma:

$$\vec{D} = \epsilon_J \vec{E} + j\xi \vec{B} \quad (2.3)$$

$$\vec{B} = \mu_J \vec{H} - j\xi \mu_J \vec{E} \quad (2.4)$$

A estas nuevas relaciones constitutivas se les denomina relaciones de Jagard-Post-Kong (JPK) . Existe otra alternativa más que son las relaciones constitutivas de Drude-Born-Fedorov (DBF):

$$\vec{D} = \epsilon_D \vec{E} + \epsilon_D \beta \nabla \times \vec{E} \quad (2.5)$$

$$\vec{B} = \mu_D \vec{H} + \mu_D \beta \nabla \times \vec{H} \quad (2.6)$$

Podemos relacionar todos estos formalismos de manera más o menos sencilla usando las ecuaciones de Maxwell y las propias relaciones constitutivas y se obtienen los resultados que se muestran a continuación [8].

2.1.1 Relaciones entre conjuntos de parámetros constitutivos

La relación entre los parámetros LS y JPK son:

$$\epsilon = \epsilon_L = \epsilon_J + \mu_J \xi^2 \quad (2.7)$$

$$\mu = \mu_L = \mu_J \quad (2.8)$$

$$\kappa = -\xi \mu_J c \quad (2.9)$$

Las relaciones inversas son por tanto:

$$\epsilon_J = \epsilon_L - \frac{\kappa^2}{c^2 \mu_L} \quad (2.10)$$

$$\mu_J = \mu_L \quad (2.11)$$

$$\xi = -\frac{\kappa}{c \mu_L} \quad (2.12)$$

Nos centramos ahora en relacionar los parámetros LS y DBF:

$$\epsilon = \epsilon_L = \frac{\epsilon_D}{1 - \epsilon_D \mu_D \beta^2 \omega^2} \quad (2.13)$$

$$\mu = \mu_L = \frac{\mu_D}{1 - \epsilon_D \mu_D \beta^2 \omega^2} \quad (2.14)$$

$$\kappa = -c \frac{\epsilon_D \mu_D \beta \omega}{1 - \epsilon_D \mu_D \beta^2 \omega^2} \quad (2.15)$$

A partir de estas relaciones podemos obtener las inversas de manera sencilla, por completitud las listamos a continuación:

$$\epsilon_D = \epsilon_L \left(1 - \frac{\gamma^2}{\epsilon_L \mu_L} \right) = \epsilon_L \left(1 - \frac{\kappa^2}{n^2} \right) \quad (2.16)$$

Siendo $n = \sqrt{\frac{\epsilon_L \mu_L}{\epsilon_0 \mu_0}}$ el índice de refracción y $\gamma = -\frac{\kappa}{c}$.

$$\mu_D = \mu_L \left(1 - \frac{\gamma^2}{\epsilon_L \mu_L} \right) = \mu_L \left(1 - \frac{\kappa^2}{n^2} \right) \quad (2.17)$$

$$\beta = \frac{\gamma}{\omega \epsilon_L \mu_L} \frac{1}{1 - \frac{\gamma^2}{\epsilon_L \mu_L}} = -\frac{\kappa c}{\omega} \frac{1}{n^2 - \kappa^2} \quad (2.18)$$

Por último relacionamos los parámetros DBF y los JPK,

$$\epsilon_J = \epsilon_D \quad (2.19)$$

$$\mu_J = \frac{\mu_D}{1 - \epsilon_D \mu_D \beta^2 \omega^2} \quad (2.20)$$

$$\xi = \omega \epsilon_D \beta \quad (2.21)$$

y sus relaciones inversas.

$$\epsilon_D = \epsilon_J \quad (2.22)$$

$$\mu_D = \frac{\mu_J}{1 + \mu_J \frac{\xi^2}{\epsilon_J}} \quad (2.23)$$

$$\beta = \frac{\xi}{\omega \epsilon_J} \quad (2.24)$$

2.1.2 Ecuaciones básicas

Vistas las relaciones entre los distintos conjuntos de relaciones constitutivas, nos centramos ahora en hacer un cómputo de los campos que tendremos que analizar para conocer las muestras. Por una parte, en situación de ausencia de fuentes tenemos:

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (2.25)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.26)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.27)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.28)$$

Usando las expresiones (2.1), (2.2) tenemos:

$$\nabla \times \nabla \vec{E} = \omega^2 \left(\epsilon \mu - \frac{\kappa^2}{c^2} \right) \vec{E} + 2\omega \frac{\kappa}{c} \nabla \times \vec{E} \quad (2.29)$$

Si definimos la quiralidad relativa como,

$$\kappa_r = \frac{\kappa}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \quad (2.30)$$

aplicando la igualdad vectorial,

$$\nabla \times \nabla \vec{A} = \nabla (\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} \quad (2.31)$$

y trabajando con \vec{H} de manera análoga nos queda una ecuación de ondas como la que sigue:

$$\nabla^2 \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} + K^2 \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} = 0 \quad (2.32)$$

$$K^2 = \begin{pmatrix} \omega^2 \epsilon \mu (1 + \kappa_r^2) & -2j\mu\omega^2 \kappa_r \sqrt{\mu\epsilon} \\ 2j\mu\omega^2 \kappa_r \sqrt{\mu\epsilon} & \omega^2 \epsilon \mu (1 + \kappa_r^2) \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

Con lo que podemos usar las técnicas habituales para la resolución de problemas de propagación electromagnética (teniendo en cuenta la naturaleza no escalar de K) por otra parte, para caracterizar los materiales, lo que hacemos es poner una lámina de material desconocido en el aire y por consiguiente tenemos la siguiente situación: Consideramos campos incidentes que cumplen:

$$\vec{E}_{\pm}^i(z) = \vec{E}_{\pm}^i e^{-jk_{1\pm}z} \quad (2.34)$$

$$\vec{H}_{\pm}^i(z) = \frac{\pm j}{\eta_{1\pm}} \vec{E}_{\pm}^i e^{-jk_{1\pm}z} \quad (2.35)$$

Descomponemos los campos en sus componentes de polarización circular dextrógira y levógira (RCP, LCP) usando la descomposición de Bohren[9].

$$\vec{u}_+ = \frac{1}{2} (\vec{u}_x + \vec{u}_y); \quad \vec{u}_- = \frac{-j}{2} (\vec{u}_x - \vec{u}_y) \quad (2.36)$$

En la interfaz entre dos medios tendremos:

$$\vec{E}_{\pm}^r(z) = \vec{E}_{\pm}^r e^{-jk_{1\pm}z} \quad (2.37)$$

$$\vec{H}_{\pm}^r(z) = \frac{\pm j}{\eta_{1\pm}} \vec{E}_{\pm}^r e^{-jk_{1\pm}z} \quad (2.38)$$

$$\vec{E}_{\pm}^t(z) = \vec{E}_{\pm}^t e^{-jk_{2\pm}z} \quad (2.39)$$

$$\vec{H}_{\pm}^t(z) = \frac{\pm j}{\eta_{2\pm}} \vec{E}_{\pm}^t e^{-jk_{2\pm}z} \quad (2.40)$$

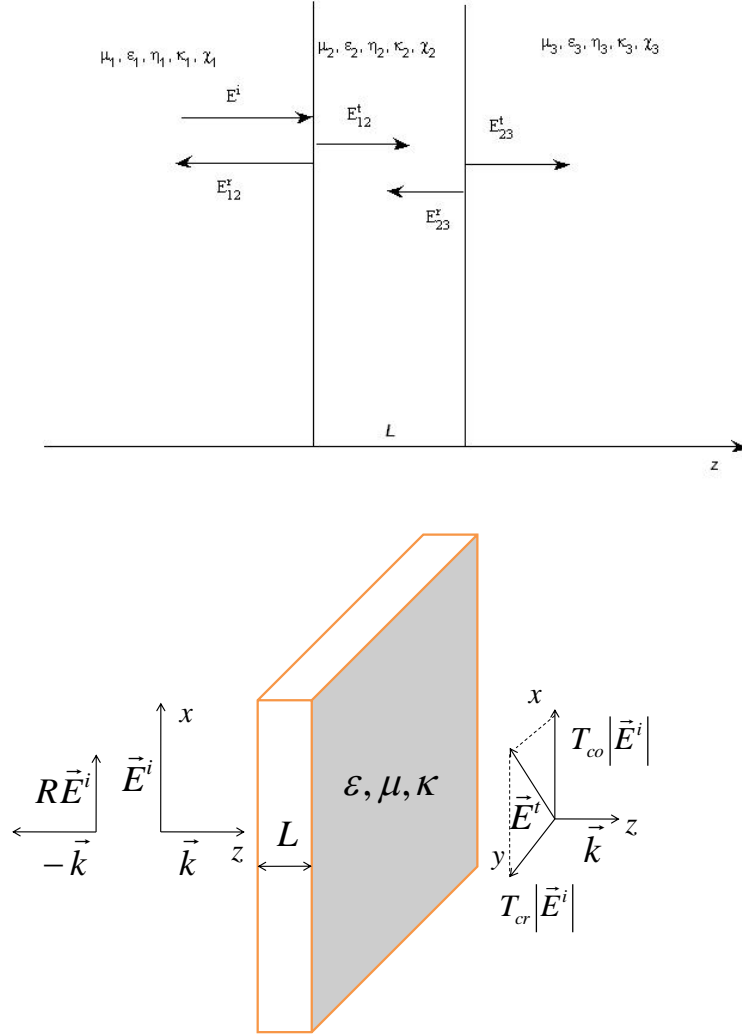


Fig. 2.1: Esquema del problema que servirá para la caracterización de metamateriales quirales. Se incide con ondas linealmente polarizadas que se propagan en dirección perpendicular al plano de incidencia cuyo campo eléctrico es \vec{E}^i , se reflejará un campo de módulo $R|\vec{E}^i|$ y se transmitirá un campo cuya polarización, en general, no es necesariamente la misma que la incidente. El campo transmitido será $\vec{E}^t = T_{co}\vec{E}^i + T_{cr}|\vec{E}^i|\hat{u}_\perp$.

Donde $k_{\pm} = k(\pm\kappa_r)$ y podemos reescribir estas expresiones de la siguiente forma:

$$\vec{E}_{\mp}^r = R_{\mp\pm} \vec{E}_{\pm}^i \quad (2.41)$$

$$\vec{E}_{\pm}^t = T_{\pm\pm} \vec{E}_{\pm}^i \quad (2.42)$$

Si aplicamos continuidad de los campos:

$$\vec{E}_{\pm}^i + \vec{E}_{\mp}^r = \vec{E}_{\pm}^t \quad (2.43)$$

$$\vec{H}_{\pm}^i + \vec{H}_{\mp}^r = \vec{H}_{\pm}^t \quad (2.44)$$

Y podemos hallar $R_{\mp\pm}, T_{\pm\pm}$. Ahora bien, nosotros medimos con ondas linealmente polarizadas, así que debemos relacionar estas expresiones con las magnitudes que medimos, esto se hace a partir de las siguientes expresiones

$$R_{co} = \frac{R_{+-} + R_{-+}}{2}; \quad R_{cr} = j \frac{R_{+-} - R_{-+}}{2} \quad (2.45)$$

$$T_{co} = \frac{T_{++} + T_{--}}{2}; \quad T_{cr} = -j \frac{T_{++} - T_{--}}{2} \quad (2.46)$$

En nuestro caso tenemos la lámina de material en aire, por tanto tenemos una interfaz aire-material y otra material-aire, es decir tenemos dos interfaces. Recordando el esquema de la figura 2.1 y teniendo en cuenta que $\eta_1 = \eta_3 = \eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ y $\chi_1 = \chi_3 = \kappa_1 = \kappa_3 = 0$, resulta[9]:

$$R_{co} = -j \frac{\sin(2k_2L) (\eta_0^2 - \eta_2^2)}{2\eta_0\eta_2 \cos(k_2L) + j(\eta_2^2 + \eta_0^2) \sin(k_2L)} \quad (2.47)$$

$$R_{cr} = 0 \quad (2.48)$$

$$T_{\pm\pm} = \frac{2\eta_0\eta_2 e^{\mp j\kappa_r k_2 L}}{2\eta_0\eta_2 \cos(k_2L) + j(\eta_2^2 + \eta_0^2) \sin(k_2L)} \quad (2.49)$$

$$T_{co} = \frac{2\eta_r \cos(\kappa k_0 L)}{2\eta_r \cos(nk_0 L) + j(\eta_r^2 + 1) \sin(nk_0 L)} \quad (2.50)$$

$$T_{cr} = \frac{2\eta_r \sin(\kappa k_0 L)}{2\eta_r \cos(nk_0 L) + j(\eta_r^2 + 1) \sin(nk_0 L)} \quad (2.51)$$

Donde η_2 es la impedancia de la lámina, $k_2 = n_2 k_0$ la constante de propagación en el medio y L el espesor de la lámina que estemos analizando.

Estas ecuaciones resuelven el problema directo, es decir, conocidos los parámetros característicos de los materiales nos devuelven los coeficientes de transmisión y reflexión.

Nosotros estamos interesados en el problema inverso, por tanto debemos intentar despejar los parámetros a partir de estas expresiones. Para ello existen numerosas técnicas [19]. Nosotros desarrollamos un nuevo método para la obtención de los parámetros constitutivos que se verá en el capítulo 3.

2.2 Técnicas de calibrado y de dominio del tiempo

A pesar de realizar las normalizaciones anteriormente expuestas, que eliminan parte de los errores inherentes a la técnica en medio libre, existe otra gran cantidad de errores en las medidas debidos a las múltiples reflexiones entre las antenas, las reflexiones internas en los cables coaxiales que alimentan las antenas y desajustes entre las transiciones. Para mitigar estos errores se usa el calibrado o calibración.

No vamos a entrar en detalles acerca de los métodos de calibrado de las antenas, simplemente mencionar que en el montaje original se llevaba a cabo una calibración TRL (Through, Reflect, Line). Este tipo de calibrado se basa en la medida de ciertos estándares de características eléctricas conocidas, que sirven para realizar un ajuste de las medidas y eliminar gran parte de los errores. El cómo se introducen en el sistema experimental estos estándares lo trataremos en la sección 2.3.1, por otra parte el tratamiento del proceso de calibración del sistema se puede encontrar de manera detallada

en [5], [10] y [2]. Con las nuevas antenas no es posible realizar este tipo de proceso de calibración y por eso se usa una calibración alternativa, en concreto un calibrado SOLT (Short, Open, Load, Through), no es objeto de este trabajo el tratamiento matemático de los distintos tipos de calibrado. Para más detalles acerca de la matemática detrás de este tipo de procesos referimos al lector a [10], [2].

Hay otra gran parte de los errores que no podemos eliminar mediante este procedimiento, ya que al estar en espacio libre y no en un ambiente aislado perfecto, tenemos múltiples reflexiones, difracciones y señales espúreas del medio. Este tipo de errores se pueden mitigar mediante el uso de las medidas en el dominio del tiempo (Time Domain measurement).

Como sabemos, la relación entre la respuesta en el dominio de la frecuencia y la respuesta en el dominio del tiempo están relacionandas a través de la transformada de Fourier, además, la respuesta del sistema puede ser especificada de manera completa en cualquiera de los dos dominios. El analizador de redes realiza las medidas en el dominio de la frecuencia y posteriormente realiza la transformada inversa de Fourier para obtener la respuesta en el dominio del tiempo. En el dominio del tiempo, el eje horizontal representa el tiempo que tarda un impulso en viajar a través del dispositivo. Para las medidas de transmisión S_{21} , S_{12} se muestra el tiempo de ida de la señal y para las medidas de reflexión S_{11} , S_{22} se muestra el tiempo de ida y vuelta, la longitud eléctrica del medio se obtiene, por tanto, multiplicando este tiempo por la velocidad de la luz en el vacío y para hallar su longitud física se multiplica su longitud eléctrica por su velocidad de propagación relativa, es decir, la inversa del índice de refracción.

El analizador de redes que utilizamos es un Agilent N5230A de 2 puertos que incorpora la técnica de *Windowing* para mejorar las medidas en el dominio del tiempo. Debido a que tenemos un ancho de banda limitado para las medidas, la transformación al dominio del tiempo de la respuesta del dispositivo en este dominio a un estímulo sin x/x . Este tipo de impulso tiene dos efectos que limitan la utilidad de la respuesta en el dominio del tiempo. El hecho de tener una banda de frecuencia finita, limita la capacidad de resolver dos respuestas cercanas espacialmente y los lóbulos laterales de este impulso causados por la bajada abrupta a la frecuencia de parada, limitan el rango dinámico de las medidas en el dominio del tiempo ocultando respuestas de nivel bajo en los lóbulos laterales. La función de *windowing* se aplica para modificar los datos en el dominio de la frecuencia controlando los lóbulos laterales creados durante el proceso de truncamiento. Esto hace la respuesta más útil al aislar e identificar respuestas individuales. El proceso de *windowing* reduce la cantidad de lóbulos secundarios en el dominio del tiempo y puede aumentar la anchura del impulso o hacer que decrezca el tiempo de subida del escalón. El carácter finito de la anchura del impulso (o del tiempo de subida) limita la capacidad de resolver dos respuestas muy cercanas espacialmente y estos efectos no pueden ser mejorados sin aumentar el rango de frecuencias de medida. Una función de *windowing* que se usa es la ventana de Kaiser-Bessel:

$$w_n = \begin{cases} \frac{I_0\left(\beta\sqrt{1-\left(\frac{2n}{M}-1\right)^2}\right)}{I_0(\beta)}, & 0 \leq n \leq M \\ 0, & \text{en otro caso} \end{cases} \quad (2.52)$$

Siendo I_0 la función de Bessel modificada de primer orden, $M = N - 1$ donde N es el número de puntos que se usan para la señal, en nuestro caso es el número de medidas que coincide con el número de puntos que se toman para hacer la transformada.

En la figura 2.2 se muestra el comportamiento de esta función para distintos valores del parámetro β que es el que marca la forma en la que caen los lóbulos laterales. Tal y como se ha dicho, se aprecia que no sólo condiciona el ancho del lóbulo principal, sino también la magnitud y número de lóbulos laterales. Por defecto, el analizador tiene 3 valores característicos para el parámetro β que son $\beta = 0$ correspondiente a *windowing* mínimo, $\beta = 3$ que corresponde a *windowing* normal y $\beta = 6$ que corresponde a *windowing* máximo. En nuestro trabajo, hemos determinado que la situación de trabajo óptima, para los distintos sistemas experimentales que se abarcan en el mismo, es usar un *windowing* mínimo, puesto que nos encontramos siempre en una situación de lóbulos en el dominio del tiempo cercanos y debemos discernirlos bien, a pesar de dejar así un nivel de lóbulos secundarios bastante alto y no tener una caída abrupta.

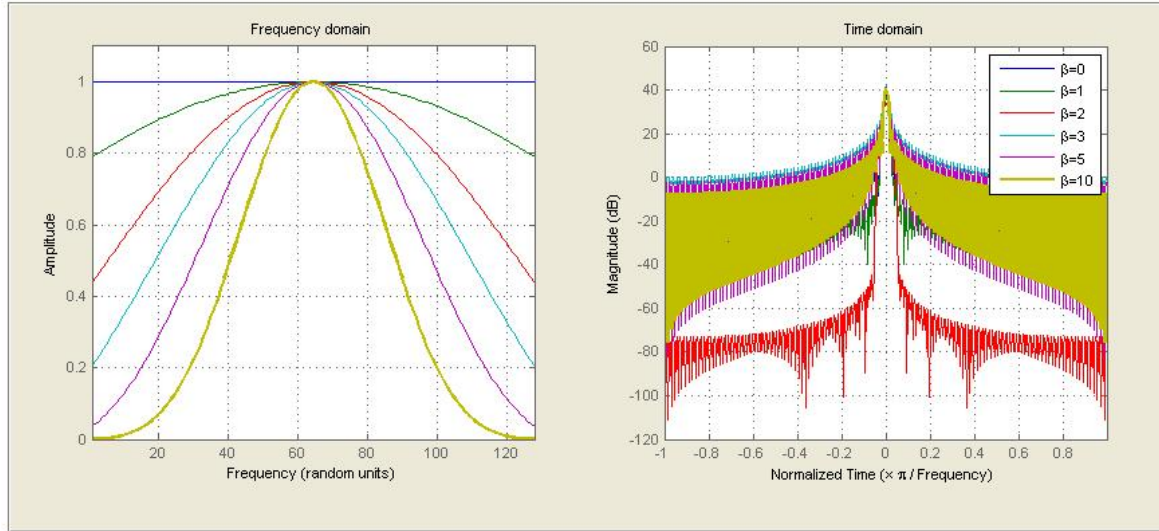


Fig. 2.2: Ventana de Kaiser-Bessel para distintos valores del parámetro β que nos marca la forma de la ventana.

Además del *windowing*, usamos otra técnica de filtrado en el dominio del tiempo que es el *gating* [1]. Esta técnica nos permite eliminar o incluir de manera selectiva respuestas en el tiempo, la respuesta una vez realizada esta operación debería asemejarse a la respuesta del dispositivo si no hubiera ninguna otra reflexión. El *gating* no es una función escalón ya que esto causaría cierto rizado en la respuesta en frecuencia, para evitarlo lo que se hace es primero aplicarle un *windowing* (como los vistos anteriormente) en el dominio de la frecuencia, que es la ventana de Kaiser-Bessel, la que impone la pendiente máxima de transición del *gating* en el dominio del tiempo. La operación de *gating* se realiza únicamente en el dominio de la frecuencia. En el rango de interés, se multiplica, en cada punto, la respuesta original por la inversa de la función de *gating* centrada en esa frecuencia y luego se suman los resultados, es decir, se hace una convolución. Para el último dato, la respuesta del *gating* se centra en el último punto de la banda de interés. Todas las frecuencias más allá del punto final de la banda darán cero y, por tanto, no se añadirán a la suma. Esto da como resultado que cualquier operación de *gating* distorsiona los puntos finales de la respuesta en frecuencia bajándolos 6 dB.

El algoritmo que incorpora el analizador de redes compensa estos efectos a través de una renormalización después de la operación de *gating*. Esta función de compensación funciona perfectamente para una respuesta unitaria en el dominio del tiempo situada en el centro de la puerta. Sin embargo, si la puerta no es simétrica alrededor de la función en el dominio del tiempo, el resultado mostrará errores en el último 10 % de la respuesta. En el modo pasa-banda esto ocurrirá para el 10 % inicial y final de la respuesta en frecuencia. La banda de paso del *gating* la podemos seleccionar bien escogiendo el inicio y final de la banda de paso, o bien seleccionando el centro de la banda y el ancho (*span*), los tiempos de inicio y final del *gating* son los que bajan 6 dB como hemos comentado anteriormente. Además, existen 4 tipos de *gating*: *Mínimo* que es el que tiene mayor rizado pero es el que corta más rápidamente (tiene una caída más abrupta), *Máximo* que tiene un rizado casi inapreciable pero una caída muy lenta y deja pasar casi todas las respuestas fuera de la banda de paso, el tipo *Wide* que es muy parecido al máximo en cuanto a características y el *Normal* que da un compromiso entre rizado y paso de señales externas a la que seleccionamos (ver figura 2.3.)

En principio, se puede escoger cualquier tipo de *gating*, siempre y cuando escojamos bien el centro del mismo. En principio si conocemos bien la respuesta o tenemos picos bastante separados, podemos coger sin temor un *gating* mínimo y así tendremos una respuesta más limpia y libre de ondas espúreas. Por el contrario, si no estamos muy seguros de qué se debe al dispositivo que deseamos caracterizar y qué se debe al ruido externo lo recomendable es escoger un *gating* máximo. En nuestro trabajo escogeremos el tipo de *gating* dependiendo de los parámetros que se deseen medir.

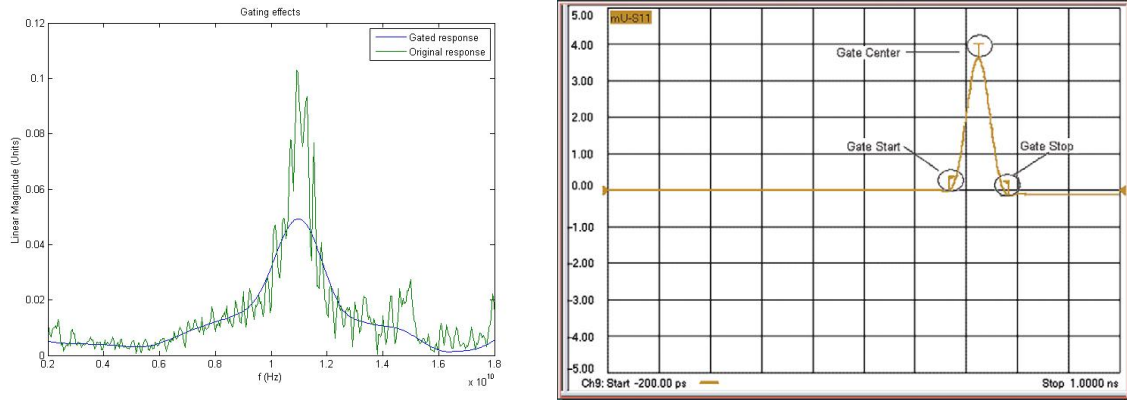


Fig. 2.3: Operación de *gating* en el VNA. A la izquierda comparamos una señal con *gating* (máximo) y sin *gating*, a la derecha se muestra el procedimiento en el VNA [1].

2.3 Nuevo sistema de caracterización

2.3.1 Montaje original

El sistema experimental que se ha usado hasta ahora tanto para la caracterización de materiales [18],[17], [13] como para medidas de rotación de polarización, se centraba en analizar respuestas entre 8.2 y 18 GHz. La configuración original del sistema de medidas era el que se puede observar en la figura 2.4 Para la banda X (8.2 - 12.4 GHz), utiliza un espejo elipsoidal de 30×16 cm para focalizar

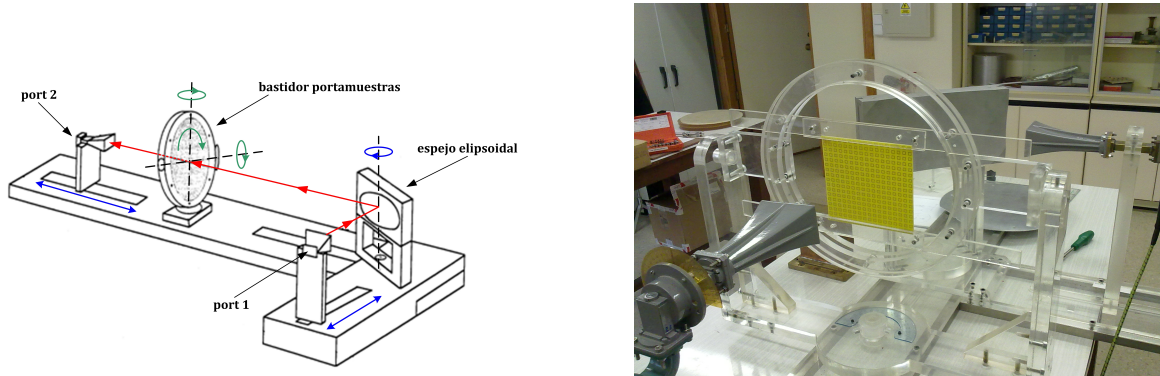


Fig. 2.4: Montaje experimental original con antenas rectangulares para realizar medidas en banda X.

el haz y evitar así efectos de difracción en los bordes de la muestra. La antena emisora está situada en un foco del espejo (a unos 28 cm del espejo aproximadamente), que produce un haz focalizado de unos 6 cm de diámetro en el otro foco del espejo, donde se sitúa la muestra. La antena receptora puede girar alrededor de su eje longitudinal, permitiendo medidas para cualquier polarización de la onda transmitida por la muestra. Por otra parte para banda Ku (12.4 - 18 GHz), se usa otro par de antenas rectangulares y otro espejo elipsoidal más pequeño de 15×8 cm, que funciona mejor en esta banda.

Tal y como se ha comentado con anterioridad, se usa una calibración TRL de dos puertos. Para ello lo que se hace es desmontar la antena y dejar únicamente las bocas y se empiezan a conectar los estándares, el analizador permite insertarlos en cualquier orden si seleccionamos un calibrado UNGUIDED y establece un orden de conexión si escogemos GUIDED. En cualquier caso, los estándares son el *Through* (o THRU) que consiste en conectar ambas bocas de antena directamente, el estándar *Reflect* que consiste en una lámina conductora que se conecta a la boca de cada antena (para hacerlo más rápido lo que hacemos es conectar las dos antenas entre sí con la lámina entre ellas y así tenemos el *Reflect* de ambas simultáneamente) y finalmente, el estándar *Line* que consiste en conectar ambas bocas de antena con un trozo de guía de longitud conocida, en principio de $\lambda/4$, siendo λ la longitud de onda central de la banda de medida. Este sistema experimental tenía como problemas que para

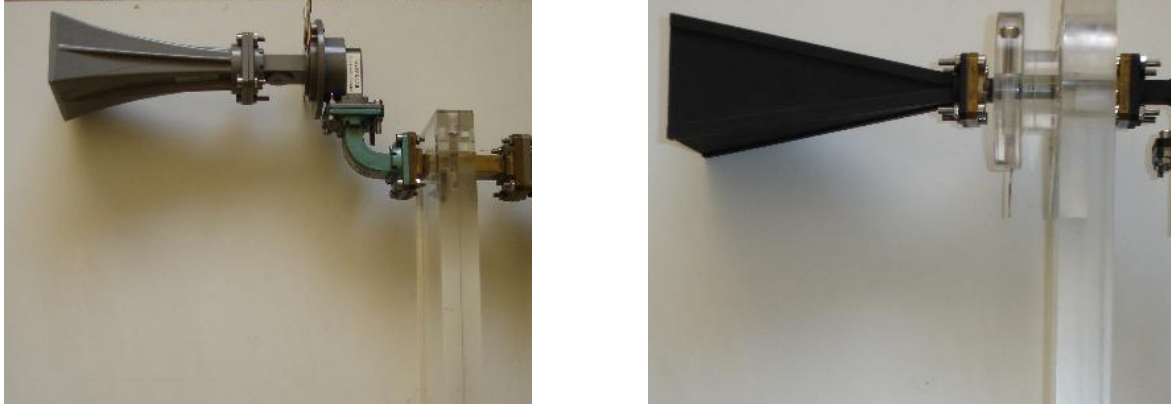


Fig. 2.5: Antenas que se usan en el montaje original de banda X (izquierda) y de banda Ku (derecha).

Modelo	DP240 -AB
Rango de frecuencias	2 a 18 GHz
Ganancia	5 a 18 dBi
Polarización	Horizontal y vertical simultáneas
Ancho de 3 dB del haz	60° a 10° nominal
VSWR	Mejor que 2.5:1
Polarización cruzada	-20 dB máximo
Aislamiento entre puertos	25 dB típicamente
Potencia máxima CW	10 W
Correspondencia de fase entre puertos	$\pm 17^\circ$ máximo
Correspondencia de amplitud entre puertos	$\pm 1,3$ dB máximo
Conectores coaxiales RF	SMA hembra
Dimensiones	
Diámetro de apertura (mm)	135
Longitud total (mm)	300
Masa (Kg)	2.75

Tabla 2.2: Características de las antenas Flann DP240-AB

medir de 8 a 18 GHz había que coger dos juegos de antenas diferentes, calibrar dos veces y usar dos espejos distintos, lo que lleva a configuraciones experimentales distintas. Además, las antenas de la banda Ku presentan problemas para mantener fija la posición de referencia inicial. El otro problema es que con estas antenas no es posible medir el coeficiente R_{cr} .

2.3.2 Cambio y caracterización de antenas

La primera modificación consiste en la sustitución de las antenas rectangulares por unas antenas de bocina Flann DP240-AB que funcionan de 2 a 18 GHz. Tienen 2 puertos de alimentación y emiten ondas linealmente polarizadas horizontalmente o verticalmente dependiendo de que conectemos un puerto o el otro. Las características de la antena proporcionadas por el fabricante [6] las podemos ver en la tabla 2.2.

Lo primero que se hizo con estas antenas fue intentar medir la apertura del haz y también intentar observar el efecto del espejo de banda X sobre el haz que producían estas antenas para todo el rango de frecuencias. También se intentó verificar que las antenas funcionaban de manera similar para ambas polarizaciones. Para ello, se recurrió al siguiente montaje (ver figuras 2.6 y 2.7): se ponía una de las antenas sobre un soporte y se fijaba en una posición y se enfrentaba a una antena de tipo dipolo montada sobre un soporte vertical, y finalmente, se medía la potencia recibida. Hacíamos un barrido vertical buscando el máximo y una caída de 3 dBm, 6 dBm y 10 dBm. Posteriormente se hacía un barrido horizontal para una altura fija, que era la que correspondía al máximo, y se procedía del mis-

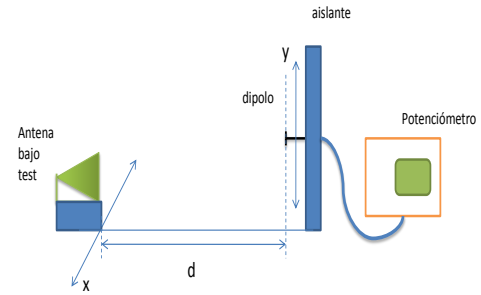


Fig. 2.6: Montaje experimental para la caracterización de las antenas DP-240AB.



Fig. 2.7: Potenciómetro y calibre vertical sobre el que se montaba la antena de tipo dipolo.

mo modo. Esto se repetía para distintas separaciones entre las antenas y para ambas polarizaciones. Posteriormente, en lugar de enfrentarse las antenas, se puso el espejo elipsoidal entre ambos intentando así hallar el foco del espejo y si focalizaba para toda la banda.

Los resultados fueron, en parte, satisfactorios ya que si bien la antena se comportaba de manera más o menos simétrica tal y como se esperaba, no sólo emitiendo un haz linealmente polarizado bastante bueno, sino que además, la emisión horizontal y vertical no se diferenciaban en mucho según los resultados que se pueden observar en las gráficas 2.8 y 2.9. Otra conclusión a la que se pudo llegar, es que el espejo focalizaba a partir de 5 GHz produciendo un haz de unos 6 cm de diámetro en el foco, cuando el original tenía diámetros superiores a 10 cm. La parte negativa fue que por debajo de 5 GHz la respuesta de la antena no era muy buena, el haz se dispersaba mucho y aparecían reflexiones no deseadas con el medio y probablemente interferencias con otros sistemas.

En las gráficas parece que la distancia focal cambia con la frecuencia, esto en parte es cierto, ya que cuando cambiamos la frecuencia lo que cambia es el punto efectivo de emisión y la anchura del haz. En nuestro caso, no es necesario cambiar la posición de las antenas para cada frecuencia, y que de este modo, tanto la antena emisora como la muestra estén en los focos. Queremos que el haz incidente en la muestra esté lo suficientemente concentrado como para evitar, en la medida de lo posible, difracción en los bordes. Por tanto, no necesitamos que la muestra esté exactamente en el foco, aunque sí necesi-

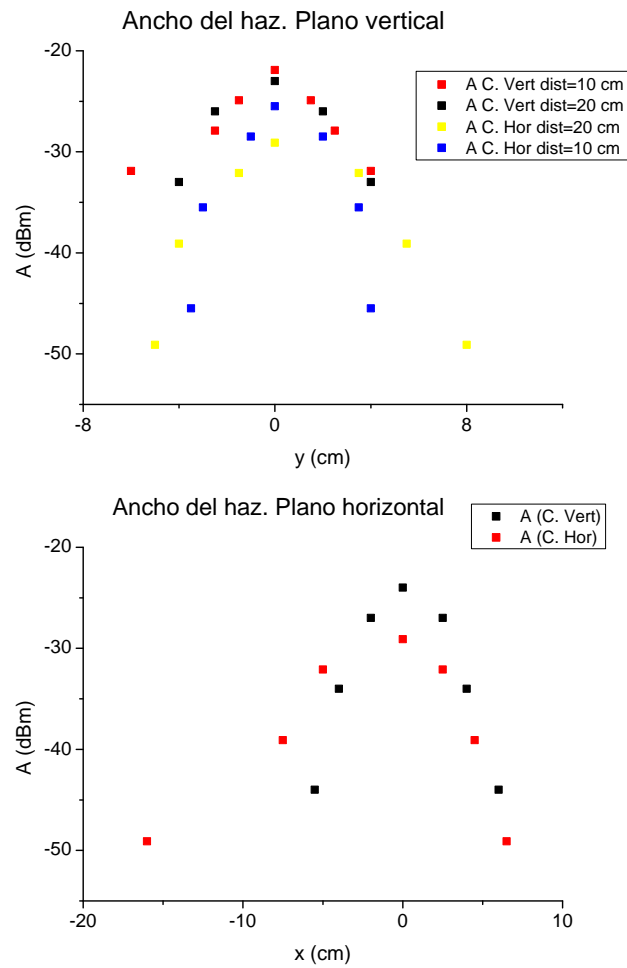
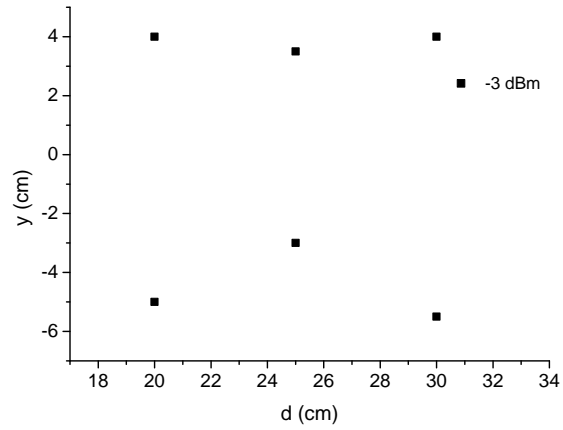
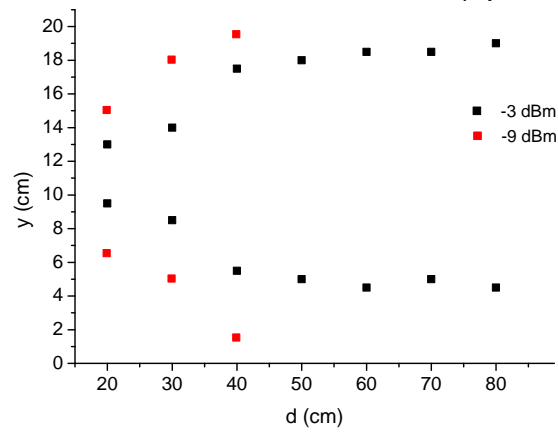
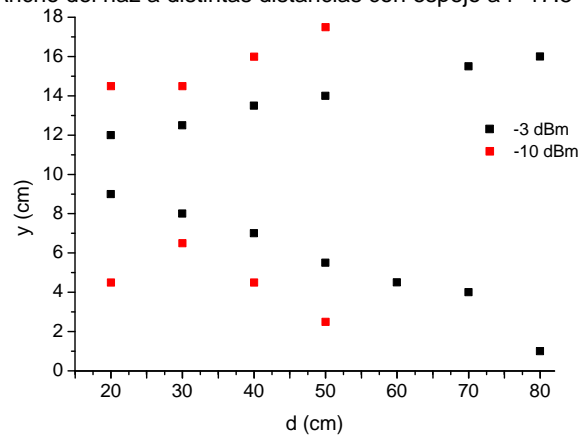


Fig. 2.8: Anchos del haz para $f = 17,5$ GHz, en el plano vertical (arriba) y en el plano horizontal (abajo).

Ancho del haz a distintas distancias con espejo a $f=5$ GHzAncho del haz a distintas distancias con espejo a $f=10$ GHzAncho del haz a distintas distancias con espejo a $f=17.5$ GHzFig. 2.9: Ancho del haz con espejo para $f=5$ GHz, $f=10$ GHz y $f=17$ GHz.

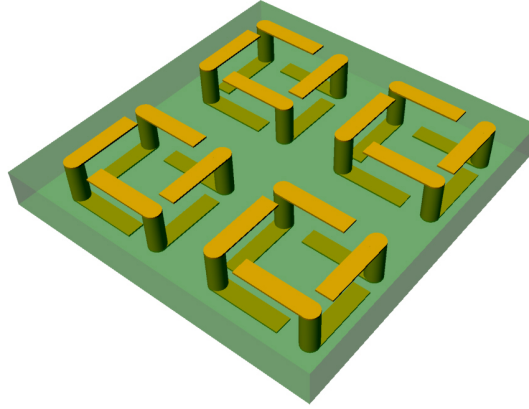


Fig. 2.10: Esquema de fabricación de las muestras ML62 y ML63 (ver capítulo 4).

tamos que esté en posiciones próximas. Viendo los resultados de las gráficas 2.9 podemos seleccionar una distancia entre la muestra y el espejo de unos 25 cm y no debemos preocuparnos demasiado por la anchura del haz.

Hecho esto, todavía teníamos dudas acerca de la validez de las antenas para las medidas que necesitábamos de magnitud y fase de los coeficientes de transmisión y reflexión. Lo inmediato era realizar unas medidas preeliminares de la rotación de la polarización que causaban unas muestras quirales conocidas, ya que para la caracterización de esta magnitud necesitamos únicamente la medida de los coeficientes de transmisión. Además, el hecho de que aparezcan diferencias de fase entre puertos no es tan crítico como en el caso de las medidas de ϵ , μ y κ . También teníamos dudas del funcionamiento del espejo, ya que si bien focalizaba la señal, tal y como se ha mencionado, pensábamos que el hecho de la aparición de las reflexiones en el mismo podían conducir a resultados erróneos. Por último, también se dudaba de qué elección de *gating* y *windowing* tomar. En resumen, lo que se iba a hacer era lo siguiente:

- Medir con las antenas rectangulares y probar los distintos tipos de *gating*.
- Medir con las nuevas antenas duales con técnicas de dominio del tiempo y sin ellas.
- Medir con las nuevas antenas con espejo y sin espejo y ver cómo afecta a las medidas.
- Ver cómo afecta la distancia entre las antenas a las medidas.

Los resultados de las medidas con las antenas rectangulares de la figura 2.11 nos muestran que debemos escoger un *gating* del tipo máximo, todas las medidas están hechas con un *span* de 0.25 ns pero vemos que los resultados con *gating* mínimo y normal no cuadran con los resultados que se obtienen de la simulación del material mediante **CST** llevada a cabo por la Universidad de Valladolid, esto sucede porque al escoger este tipo de *gating* podemos eliminar respuestas significativas de la muestra, por otra parte, vemos en la misma figura que con las medidas de la muestra ML62, que es una muestra basada en la inclusión ordenada de manivelas sobre PCB (ver figuras 4.5, 2.10), el hecho de escoger un *gating* u otro cambia de manera apreciable la frecuencia de resonancia que se mide en el sistema.

Vistos estos resultados, parece que el *gating* máximo es el más adecuado para este tipo de medidas pero para confirmarlo, lo que se hizo fue comparar medidas con *gating* máximo y sin ningún tipo *gating* para ver si coincidían y, tras esto, probar con las antenas nuevas. Los resultados se pueden ver en la figura 2.12.

También se observa que la magnitud del giro disminuye de manera considerable con el filtrado en el dominio del tiempo aunque, por otro lado, mejoramos el comportamiento de la respuesta. Se observa que el cambio en las distancias también afecta a la magnitud de giro, esto se debe tanto a que se capta más señal, como a la posible aparición de acoplos y nuevos modos en las antenas debido a la cercanía de las mismas. Además, podríamos decir que el uso del *gating* resulta poco útil para

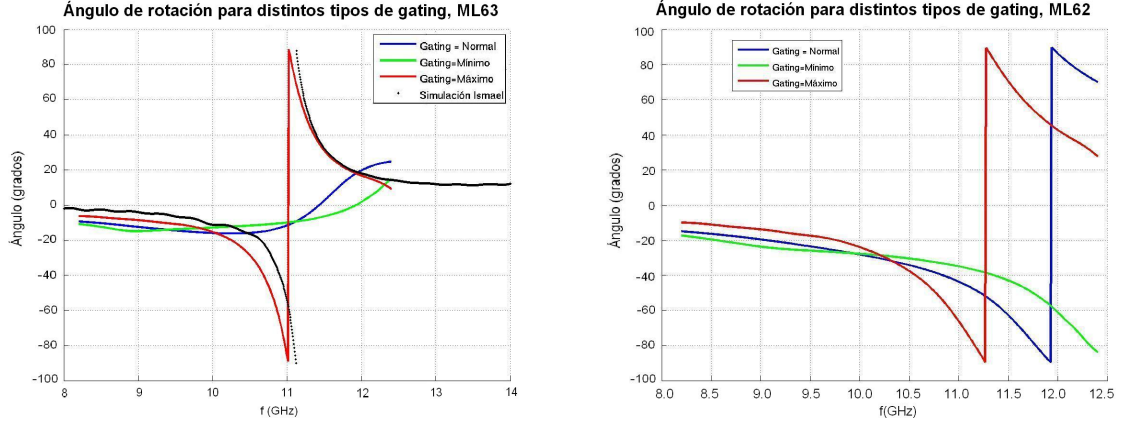


Fig. 2.11: Izquierda: Comparativa de las medidas con distintos tipos de *gating* y la simulación en de CST para la muestra ML63. Derecha: Comparativa de medidas con distintos tipos de *gating* para ML62.

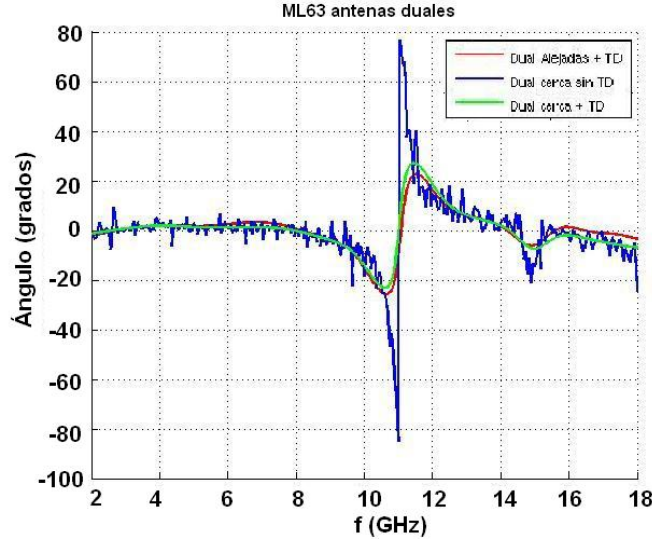


Fig. 2.12: Medidas de rotación de polarización de ML63 con las antenas a 34 cm (Alejadas) y a 7 cm (Cerca), con *gating* y sin *gating*.

este tipo de medidas. En parte es cierto, ya que como hemos explicado anteriormente la elección de un tipo de *gating* u otro condiciona las medidas que hagamos, pero, si se desean obtener otro tipo de magnitudes como en nuestro caso ϵ , μ , κ el hecho de tener unas medidas con tanto ruido hacen que sea inviable aplicar los algoritmos de inversión de parámetros a estos datos en bruto. Es por esto por lo que usamos también datos con técnicas de dominio en el tiempo (en adelante TD) a pesar de que sea interesante guardar también los datos en bruto.

Finalmente, se procedió a la medida de rotación de la polarización de la muestra ML63 (de la misma familia que ML62 cambiando la concentración y tamaño de las celdas) con espejo entre ambas antenas como mecanismo de focalización del haz y se procedió a comparar las medidas de las que se disponían hasta ese momento. Viendo los resultados de las gráficas 2.13 y considerando el hecho de que las antenas duales estaban sin calibrar y con un posicionamiento *ad-hoc*, se extrae que estas nuevas antenas son válidas para este tipo de medidas tanto con espejo, como sin él, asimismo, el comportamiento es muy parecido al que se obtenía mediante simulación. El uso del espejo, por tanto, estaba todavía en duda al igual que la distancia a la que poner las antenas, en caso de no usarlo. Estos problemas los abordaremos más adelante.

El objetivo final es dar valores de los parámetros ϵ , κ , μ de los materiales considerados. A la ho-

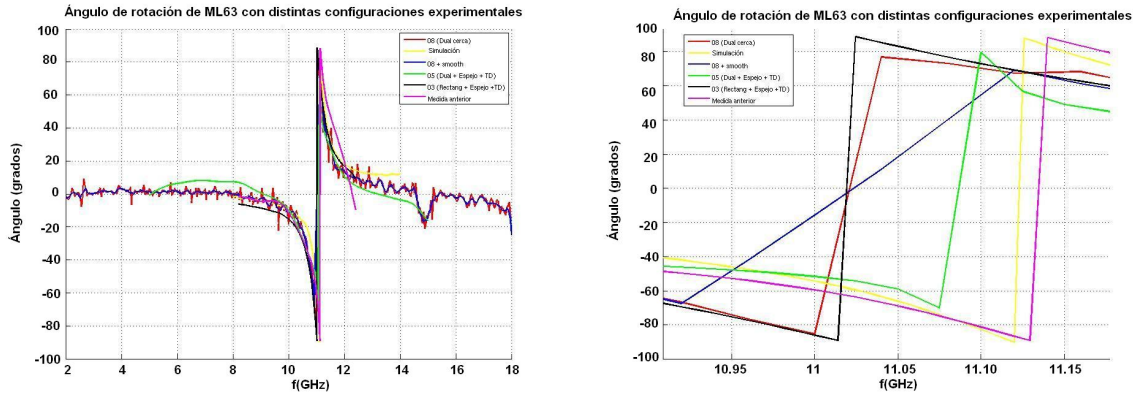


Fig. 2.13: Resultados de las medidas de rotación de la polarización para los distintos métodos de medida que se han llevado a cabo.

ra de obtener estos parámetros es muy importante tener buenas medidas tanto del módulo de los parámetros S , como de su fase. Por eso necesitábamos más información de las antenas duales. Necesitábamos conocer las diferencias entre los puertos de las antenas y de las antenas entre ellas, ya que, a pesar de que el fabricante intente producirlas de la forma más parecida posible, los procedimientos de fabricación no son perfectos y, por tanto, no tendremos dos antenas iguales entre sí. Por otra parte, también se debía pensar en cómo conectar las antenas para no cambiar mucho la posición y forma de los cables coaxiales. La solución a esto consiste usar unos codos SMA de 90° entre las antenas y el coaxial, también surgió la posibilidad de usar un switch para conmutar los puertos, pero la idea se desechó, debido a que no se querían tener más reflexiones e incertidumbres en el sistema experimental, ya que, teníamos suficiente con asegurar la igualdad en los planos de incidencia.

2.3.3 Evaluación de las diferencias entre las antenas.

En esta sección presentaremos el método seguido para obtener la diferencia entre los puertos de las antenas Flann DP-240 AB de las que se disponían y, asimismo, se propondrán métodos para corregir estas diferencias.

El método que seguimos para medir las diferencias entre ambas antenas es muy sencillo. Emitimos con una antena rectangular conocida que gira alrededor del eje en la dirección de propagación, la enfrentamos a una de las antenas duales y conectamos uno de los puertos de modo que ésta actúe como receptora. Medimos módulo y fase de S_{21} para el ángulo que dé una señal máxima y posteriormente conectamos el otro puerto de la antena dual y repetimos el proceso girando la antena emisora 90° . Este procedimiento se hace para banda X y para banda Ku. Con estos datos dividimos los módulos y restamos las fases para evaluar la diferencia de ganancia y de fase entre ambos puertos. Los resultados obtenidos fueron los que se pueden observar en la figura 2.14.

Se puede observar que la ganancia, tal y como se esperaba, no es la misma exactamente en ambos puertos de la antena, para la de S/N: 173209 (en adelante nos referiremos a esta antena como la 09) la relación de módulos es prácticamente 1, sin embargo, para la antena con S/N: 178256 (en adelante 56) varía con la frecuencia de manera significativa y, en media, es del orden de 1.1; en cuanto a la diferencia de fase, vemos que es prácticamente constante en ambos casos y depende de la configuración del sistema experimental en gran medida. Esto es algo lógico, puesto que recordemos que la fase tiene que ver con el camino recorrido por la señal. Ahora bien, hemos visto que existen diferencias entre los puertos de las antenas, pero, ¿cómo podemos corregir estos efectos?, o tal vez la pregunta correcta sea ¿es necesario corregir estos efectos?

Estas diferencias afectan a las medidas, ahora bien, podemos mitigarlas de manera sencilla usando los datos de la figura 2.14. La primera opción para corregir las diferencias es aproximar tanto la razón de módulos como la de fases a una constante, en este caso, 1.15 para el módulo y 0.2 ($\angle(S_{21CR}) = \angle(S_{21CO}) + 0.2$) para la fase parecen una buena elección, para la antena 56 y para la

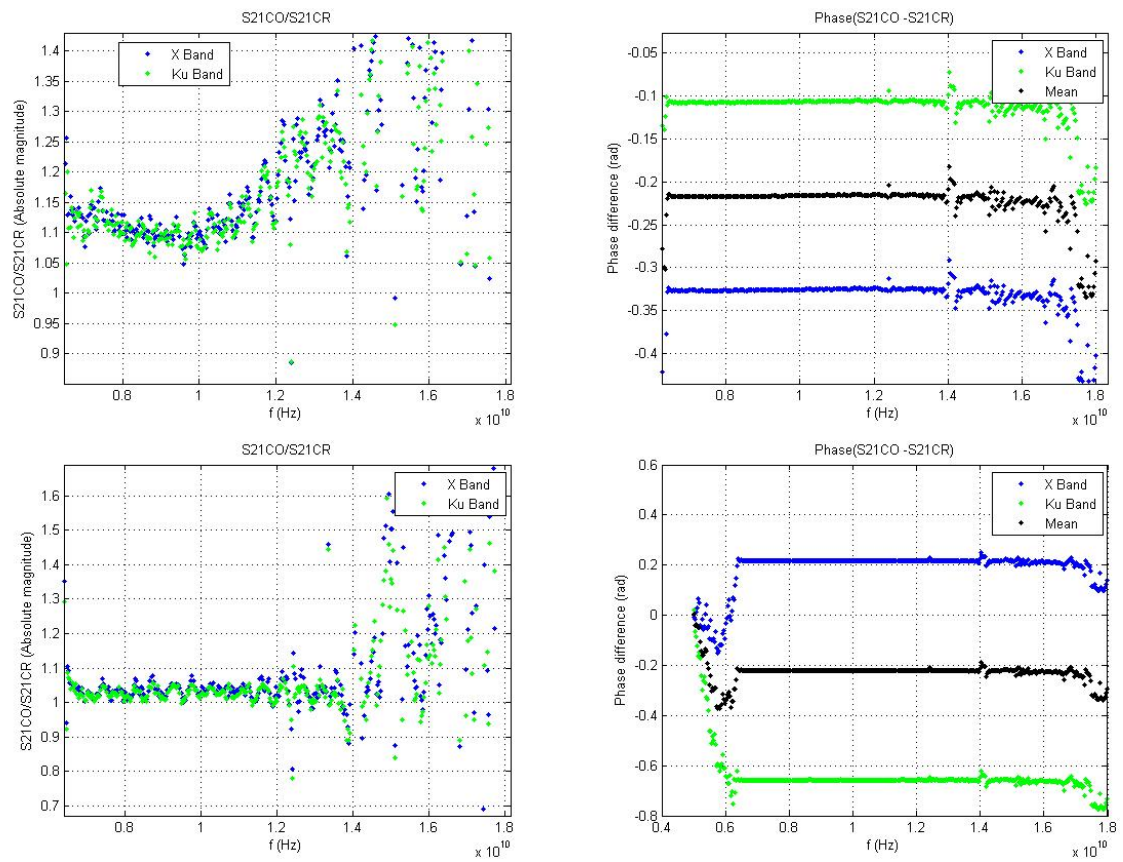


Fig. 2.14: Diferencias de módulo y fase entre puertos de las antenas Flann DP-240 AB. Arriba para la antena con S/N: 178256, abajo para S/N: 173209.

antena 09 1.025 para el módulo y 0.2 para la fase. La figura 2.15 nos muestra los resultados de una inversión de parámetros comparando los resultados con este tipo de corrección y sin ella. Vemos que la corrección sólo afecta de manera significativa a la quiralidad.

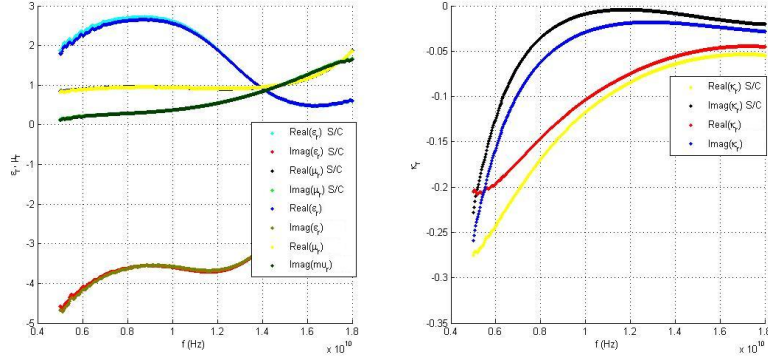


Fig. 2.15: Diferencia en los parámetros constitutivos de una muestra por el uso o no de la corrección debida a defectos en las antenas.

Las diferencias en módulo no afectan tanto a las medidas como las diferencias en fase, tal y como se puede apreciar en la figura 2.16. Es por ello que podemos usar la misma corrección de módulo para ambas y, como vemos en la figura 2.14, también podemos escoger la misma diferencia de fase para ambas. Por tanto, en primera aproximación, tenemos corregidos estos efectos. Existe la posibilidad de usar una corrección un poco más precisa usando un ajuste polinomial al cociente de módulos para la antena 56, pero en este caso tendríamos que asegurarnos de que esta antena fuera la antena receptora para aplicar esta corrección. Ajustando a un polinomio de sexto grado se obtiene que la razón de módulos de S_{21CO} y S_{21CR} con un error inferior al 0.1 % es:

$$\frac{|S_{21CO}|}{|S_{21CR}|} = 1,48 \cdot 10^{-59} f^6 - 9,54 \cdot 10^{-49} f^5 + 2,47 \cdot 10^{-38} f^4 - 3,29 \cdot 10^{-28} f^3 + 2,39 \cdot 10^{-18} f^2 - 9,03 \cdot 10^{-9} f + 15,12 \quad (2.53)$$

Además, las colas de este polinomio son suaves con lo que no afectará mucho a los bordes de la banda de medida. La diferencia de fase entre puertos de esta antena también se puede ajustar a un polinomio, en este caso, con una cúbica es suficiente.

$$\angle(S_{21CO}) - \angle(S_{21CR}) = 5,7758 \cdot 10^{-31} f^3 - 2,3054 \cdot 10^{-20} f^2 + 3,1143 \cdot 10^{-10} f - 1,1944 \quad (2.54)$$

Recordemos que estas expresiones sólo deberíamos usarlas en caso de usar la antena 56 como receptora. En el caso de la antena 09 también podemos seguir el mismo procedimiento, pero no aporta mejoras significativas.

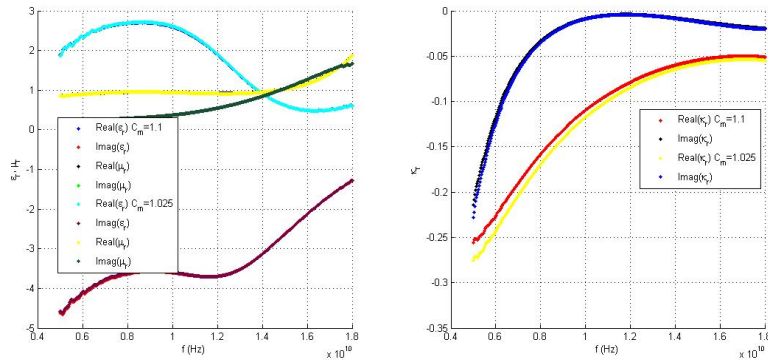


Fig. 2.16: Diferencia en los parámetros constitutivos provocados por diferencia en módulo.

Una vez tenemos caracterizadas las antenas, todavía tenemos pendiente la decisión de usar o no el espejo. Tendremos que evaluar las diferencias, ventajas e inconvenientes que suponen introducir este elemento en el sistema experimental. Ya conocemos una ventaja de antemano que es que el uso del espejo supone tener un haz más concentrado y eliminamos efectos de bordes. También conocemos ciertos inconvenientes como son pérdida de amplitud en la señal y cambios de fase asociados a la reflexión en el espejo, por otra parte, este tipo de efectos son controlables y no intervienen de manera directa en la determinación de los parámetros a calcular. El problema más grande que tenemos con este sistema, tanto con espejo como sin él, es que las antenas no estén lo suficientemente alejadas de la muestra, o el espejo, para considerar una situación de onda plana, en incidencia normal y unimodal, y que aparezcan segundas reflexiones o nuevos modos en la onda que enmascaren la señal que deseamos medir. ¿Cómo podemos evaluar la conveniencia del uso del espejo? Midiendo alguna muestra conocida con espejo y sin él y comparando los resultados.

2.3.4 Configuración final

Tenemos que decidir acerca del uso del espejo y, en caso de no usarlo, acerca de la distancia entre las antenas. Se realiza un calibrado SOLT de 2 puertos, que usa los estándares definidos para el kit 85052A de HP (en los datos de los mismos no se distinguen los male de los female), hasta el momento tal y como hemos visto, para el cálculo de ángulos de rotación de muestras PCB era más adecuado el uso de la combinación *windowing* mínimo y *gating* máximo, ya que no sabíamos exactamente qué señal era parte de la muestra y qué señal era ruido. Para la caracterización de las muestras quirales basadas en inclusiones de hélices, tal vez, debemos replantearnos el uso de esta combinación. Por ello, hacemos pruebas también con distintos tipos de *gating*. Se usó la muestra M3 puesto que era la más conocida [16].

- Configuración 0. Antenas lo más cercanas que podemos con el banco del que se dispone, es decir, $d_{ant} \approx 20$ cm. Rango de medida: de 2 a 18 GHz. Sin TD. Haciendo un *smooth* de 101 puntos.
- Configuración 1. Antenas lo más cercanas que podemos con el banco del que se dispone, es decir, $d_{ant} \approx 20$ cm. Rango de medida: de 2 a 18 GHz. *Windowing*: Mínimo. *Gating*: Máximo. Sin espejo.
- Configuración 2. $d_{ant} \approx 20$ cm. Rango de medida: de 8 a 18 GHz. *Windowing*: Mínimo. *Gating*: Máximo. Sin espejo.

Viendo los resultados figura 2.18 y comparándolos con los que se tenían anteriormente tanto de las muestras [16] como de la propia antena que, recordemos que por debajo de los 5 GHz no funcionaba demasiado bien, pensamos que, para evitarnos estos problemas y para poder comparar en condiciones similares con los datos que se tenían para estas muestras, deberíamos medir entre 8 GHz y 18 GHz, en principio, seguíamos el mismo método de medida que en ocasiones anteriores, es decir, con las antenas muy cerca entre sí. Se vio que podía haber problemas ya que era probable que no estuvieran en situación de campo lejano. Además, se quería analizar el efecto del *span* a la hora de realizar tratamientos en el dominio del tiempo aunque, anteriormente, ya se había visto que para la situación de *gating* máximo la elección del *span* no afecta en gran medida (podemos tener señales muy parecidas con *span* que difieren en un factor 5) pero, también se hicieron otras medidas con espejo (configuración 3) para ver si podíamos mejorar la calidad de las medidas con el mismo, siguiendo el mismo proceso que con las antenas rectangulares. Se midieron las muestras M1 y M3 aunque el análisis con espejo sólo se hizo de M3.

- Configuración 3. $d_{ant} \approx 20$ cm. Rango de medida: de 8 a 18 GHz. *Windowing*: Mínimo. *Gating*: Máximo. Con espejo.
- Configuración 4. $d_{ant} = 56$ cm. Rango de medida: de 5 a 18 GHz. *Windowing*: Mínimo. *Gating*: Mínimo. Sin espejo.
- Configuración 5. $d_{ant} = 56$ cm. Rango de medida: de 5 a 18 GHz. *Windowing*: Mínimo. *Gating*: Máximo. Sin espejo.

Vistos los, en parte, esperanzadores resultados con las configuraciones anteriores se cree que las oscilaciones bruscas son debidas a una onda que no se elimina mediante la técnica de análisis en el dominio del tiempo, por tanto se piensa en proceder a realizar un filtrado (*Gating*) más

brusco y escoger uno mínimo. Previamente se había analizado la posibilidad de estimar un índice de refracción a partir del retraso del pico máximo en el dominio del tiempo, pero se veía que éste también cambiaba al cambiar el comienzo y fin de la transformada (tal vez por la resolución), por ello, se pensó en aumentar el número de puntos de análisis y se pasó de 401 a 6401. Se estimó oportuno realizar medidas entre 5 Ghz y 18 Ghz, con una separación entre antenas primero pequeña de unos 20 cm y luego de 56 cm entre las mismas para observar si se mejoraban los resultados, aunque vistos los problemas que existían tanto en la estimación del máximo, como los que aparecían en medidas anteriores con la distancia de 20 cm, se optó por medir con una separación entre antenas de 56 cm. Se procedió a la medida de la muestra M3 por ser la más estudiada anteriormente.

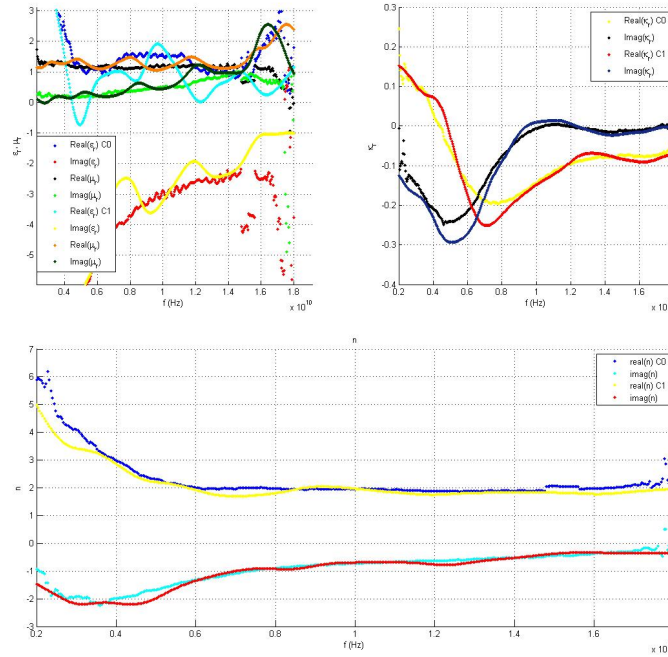


Fig. 2.17: Comparativa entre configuraciones 0 y 1.

Finalmente, lo que hacemos es comparar la medida del índice de refracción para todas las configuraciones.

Vistos los resultados de las comparativas entre configuraciones y, en especial, viendo 2.22 es claro que tenemos un método para obtener el índice de refracción con bastante seguridad ya que entre las distintas configuraciones no se aprecian diferencias muy amplias. La diferencia no llega al 10 % en la mayoría de los casos a pesar de que las configuraciones del sistema de medida sean muy distintas. Otra de las conclusiones que se extraen es que, tal y como se podía adelantar de resultados anteriores, hay que medir a partir de 5 GHz para que los defectos de las antenas, o del sistema de medida, por debajo de esa frecuencia no interfieran con las medidas en la banda donde sí que parece que el sistema responde bien, sobre todo, a la hora de usar técnicas TD, ya que, al hacer la transformada de Fourier, se mezclan datos de toda la banda y, por tanto, podemos introducir errores. También parece claro que tanto la configuración 1, como la configuración 2 no parecen muy adecuadas. El índice de refracción tiene demasiadas oscilaciones y de mucha amplitud, estas oscilaciones son más ruido que comportamiento real del material y, como ya se ha mencionado, el hecho de tener las antenas tan cercanas nos hace dudar de si existen otros efectos tales como acoplamientos o aparición de nuevos modos ajenos a la presencia del material en el sistema.

En cuanto a la configuración 0, el hecho de no usar técnicas TD parece beneficioso en cierto modo (nos evita mezclas y problemas de aliasing) pero el hecho de la cercanía de las antenas también le afecta. Por tanto, nos quedan las configuraciones 3, 4 y 5. Estas configuraciones parecen igualmente válidas entre sí, pero el hecho de tener las antenas tan lejanas, y vista la apertura del haz, nos hacen pensar que la mejor configuración es la 3, que utiliza el espejo. Si bien es verdad que lo óptimo parece

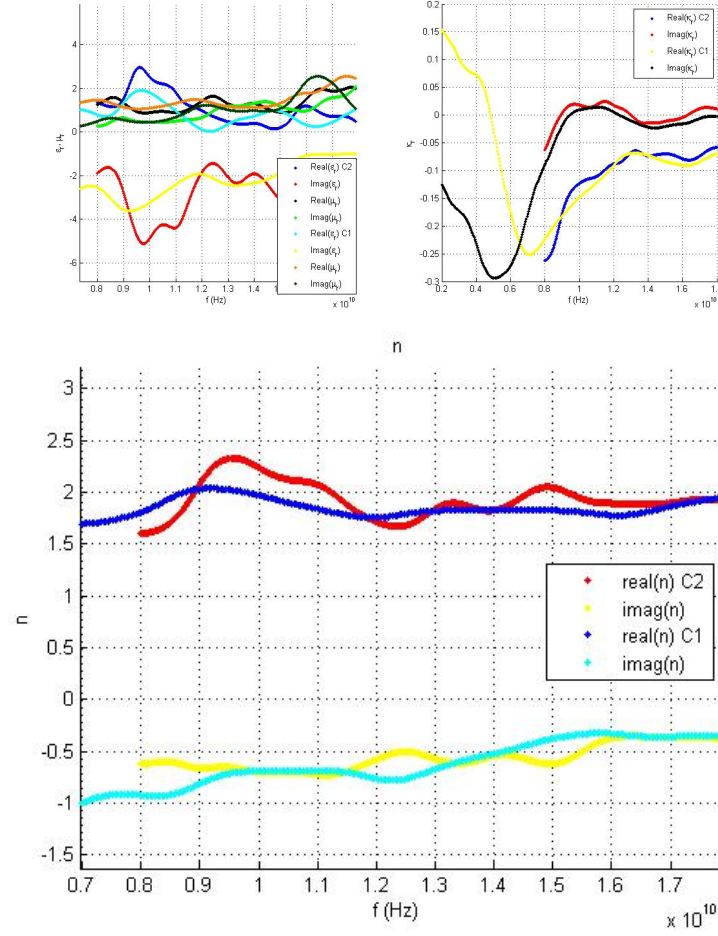


Fig. 2.18: Comparativa entre configuraciones 1 y 2.

ser el uso de una mezcla de la configuración 3 y la configuración 0, ya que evitamos algunos problemas. Por otra parte, el hecho de no usar técnicas TD y usar un *smooth* o suavizado deja en el aire el parámetro de cuántos puntos se cogen para realizar este suavizado. Hay dos opciones, bien ensayo y error, o bien comparar con los datos que podamos coger de la configuración 3 y escoger un suavizado que haga que ambos se comporten de forma análoga.

- **Configuración óptima:**

- Espejo: Sí.
- Rango de medida: de 5 a 18 GHz.
- Distancia entre antenas $d_{ant} \approx 60$ cm, es decir, la emisora un foco del espejo, la otra en la posición donde reciba máxima señal y la muestra en el otro foco del espejo.
- Realizar dos medidas: una con TD con *gating* máximo y *windowing* mínimo y otra sin TD y realizar un suavizado.

Esta configuración óptima se obtendría con un espejo de tamaño algo superior al del espejo que actualmente se usa para las medidas ya que éste, por las características de las antenas duales, no concentra suficientemente el haz para las muestras PCB, si bien, el espejo del que se dispone actualmente es suficiente para las muestras de 30 cm de diámetro. Para concluir esta sección mostraremos el efecto que se produce por el cambio de plano de reflexión, es decir, qué pasa cuando el conductor que usamos para las medidas $S_{11_{PEC}}$ y la muestra no están situados en el mismo plano exactamente. Estos efectos los podemos ver en la figura 2.23.

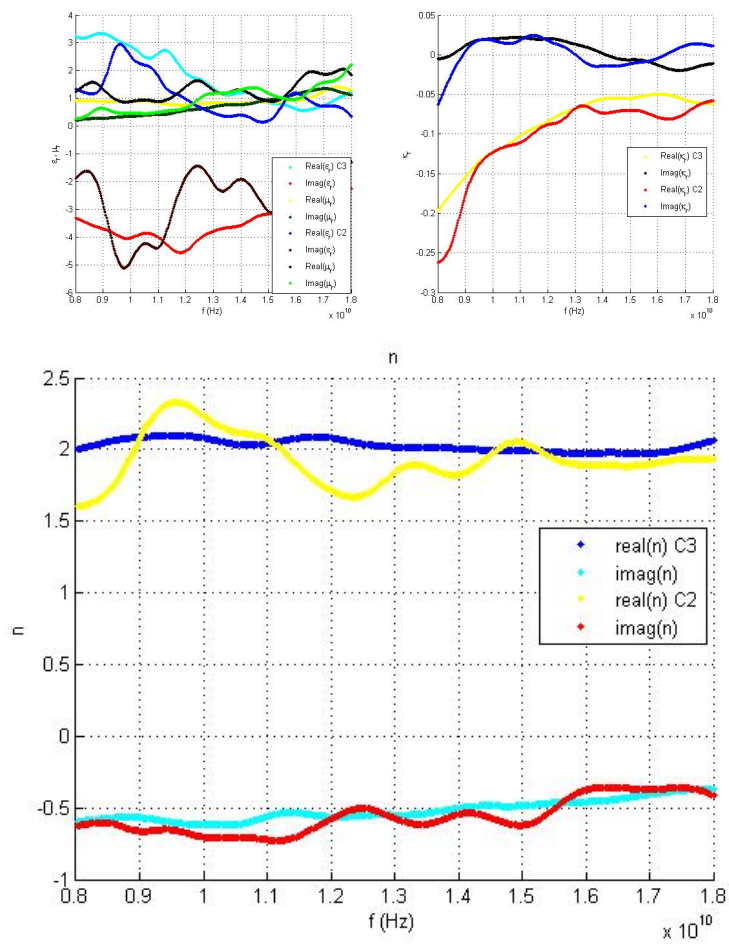


Fig. 2.19: Comparativa entre configuraciones 2 y 3.

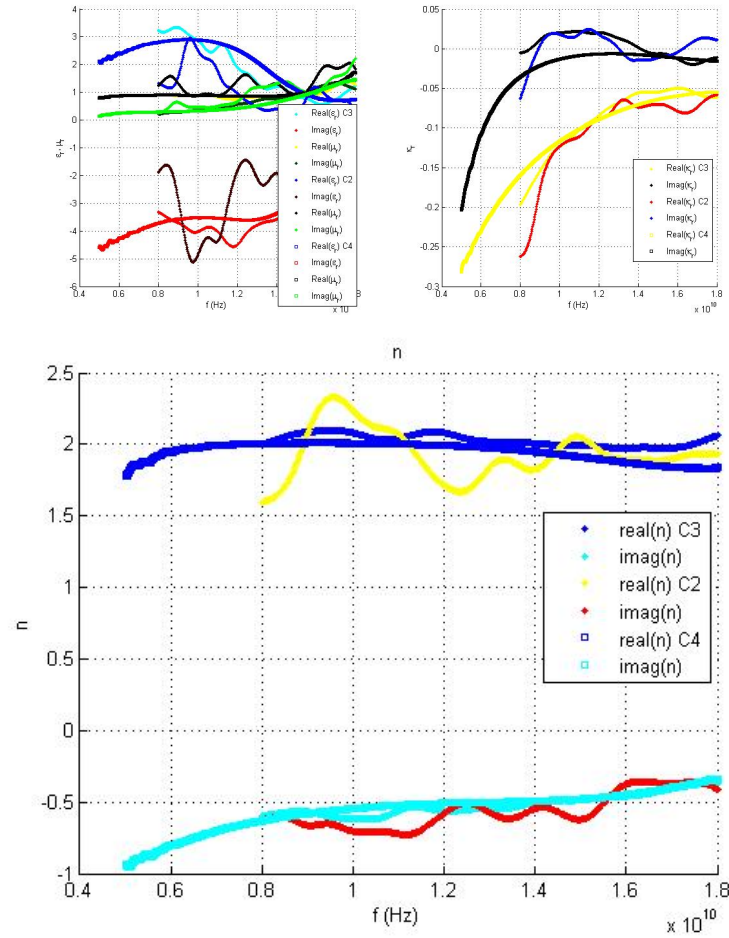
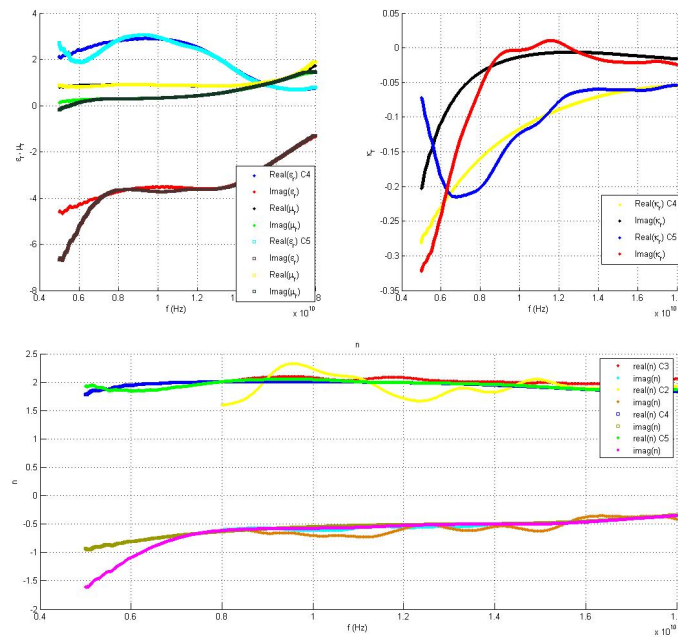


Fig. 2.20: Comparativa entre configuraciones 2, 3 y 4.

Fig. 2.21: Comparativa entre configuraciones 4 y 5 para ϵ , μ , κ . Comparamos las configuraciones 2, 3, 4, y 5 para el índice de refracción.

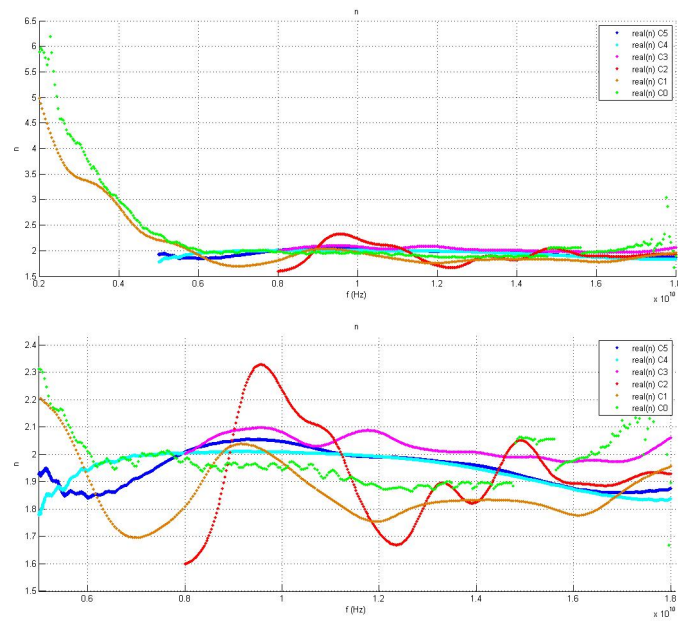


Fig. 2.22: Comparativa de resultados de índice de refracción entre todas las configuraciones propuestas.

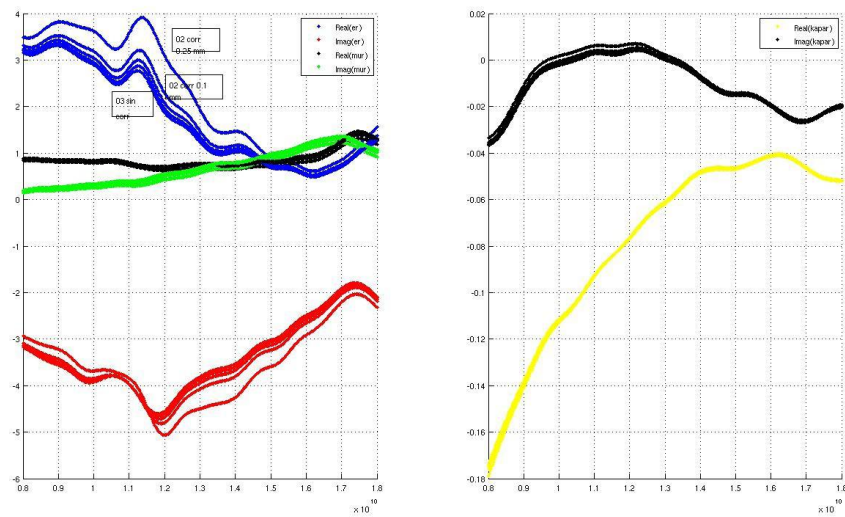


Fig. 2.23: Efectos del cambio de plano de reflexión.

Capítulo 3

Nuevo algoritmo de inversión

Como hemos dicho estamos interesados en la resolución del problema de inversión de parámetros para la caracterización de materiales. Partiendo de las ecuaciones (2.49), (2.50), (2.51) y (2.47). Si definimos:

$$T = \sqrt{T_{co}^2 + T_{cr}^2} = \sqrt{T_{++}T_{--}} \quad (3.1)$$

$$R_{co} = R; \quad \Gamma = \frac{\eta_{2r}^2 - 1}{(\eta_{2r} + 1)^2}; \quad P = e^{-jk_2L} = e^{-jn_2k_0L} \quad (3.2)$$

Usando (2.49) y (2.47) obtenemos unas expresiones muy sencillas para R y T :

$$R = \frac{\Gamma(1 - P^2)}{1 - \Gamma^2 P^2} \quad (3.3)$$

$$T = \frac{P(1 - \Gamma^2)}{1 - \Gamma^2 P^2} \quad (3.4)$$

De (3.3) se extrae que:

$$P^2 = \frac{R - \Gamma}{R\Gamma^2 - \Gamma} \quad (3.5)$$

Hacemos la operación T^2 y sustituimos P^2 mediante la ecuación ,

$$T^2 = \frac{\frac{R - \Gamma}{R\Gamma^2 - \Gamma} (1 - \Gamma^2)^2}{\left(1 - \Gamma^2 \frac{R - \Gamma}{R\Gamma^2 - \Gamma}\right)^2} = \frac{(R - \Gamma)(R\Gamma^2 - \Gamma)(1 - \Gamma^2)^2}{(R\Gamma^2 - \Gamma - R\Gamma^2 + \Gamma^3)^2} = \frac{(R - \Gamma)(R\Gamma^2 - \Gamma)(1 - \Gamma^2)^2}{(-\Gamma)^2 (1 - \Gamma^2)^2} \quad (3.6)$$

reordenando:

$$\Gamma^2 T^2 = (R - \Gamma)(R\Gamma^2 - \Gamma) \quad (3.7)$$

$$\Gamma^2 T^2 - R^2 \Gamma^2 + R\Gamma + R^2 \Gamma^3 - \Gamma^2 = 0 \quad (3.8)$$

$$\Gamma [R^2 \Gamma^2 + \Gamma (T^2 - R^2 - 1) + R] = 0 \quad (3.9)$$

Como el material que estudiamos tiene $\eta_{2r} \neq 1 \Rightarrow \Gamma \neq 0$ sólo consideramos las soluciones de la ecuación:

$$R^2 \Gamma^2 + \Gamma (T^2 - R^2 - 1) + R = 0 \quad (3.10)$$

Que obviamente son:

$$\Gamma = -\frac{(T^2 - R^2 - 1) \pm \sqrt{(T^2 - R^2 - 1)^2 - 4R^2}}{2R} \quad (3.11)$$

Además, consideramos que dada la impedancia de un material $\eta_{2r} = \eta'_{2r} + j\eta''_{2r}$, la parte real debe ser positiva (medios pasivos), esto es, $\eta'_{2r} > 0$ por lo que tenemos una restricción sobre Γ que es:

$$|\Gamma| < 1 \quad (3.12)$$

Primero escribimos η_{2_r} en función de Γ :

$$\eta_{2_r} = \eta'_{2_r} + j\eta''_{2_r} = \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} = \frac{(1 + \Gamma)(1 - \Gamma^*)}{(1 - \Gamma)(1 - \Gamma^*)} = \frac{1 - |\Gamma|^2 + 2j\text{Im}(\Gamma)}{1 + |\Gamma|^2 - 2\text{Re}(\Gamma)} \quad (3.13)$$

Si analizamos únicamente la parte real tenemos:

$$\eta'_{2_r} = \frac{1 - |\Gamma|^2}{1 + |\Gamma|^2 - 2\text{Re}(\Gamma)} \quad (3.14)$$

Nos centramos en el signo del denominador:

$$d = 1 + |\Gamma|^2 - 2\text{Re}(\Gamma) = 1 + \text{Re}(\Gamma)^2 + \text{Im}(\Gamma)^2 = (1 - \text{Re}(\Gamma))^2 + \text{Im}(\Gamma)^2 > 0 \quad \forall \Gamma \neq 1 \quad (3.15)$$

Por lo que vemos que el denominador siempre es positivo, salvo en el caso de que $\Gamma = 1$. Por otra parte el numerador será positivo siempre y cuando $|\Gamma|^2 < 1$. Por tanto para que $\eta'_{2_r} > 0$ es condición suficiente que $|\Gamma| < 1$, además no se puede dar el caso de numerador y denominador negativos simultáneamente, recordemos $d \geq 0$, $\forall \Gamma \in \mathbb{C}$, por lo que la condición $|\Gamma| < 1$ es necesaria y suficiente para que $\eta'_{2_r} > 0$. Esto nos permite seleccionar una solución para cada dato de T y R . Una vez hallado esto hallaremos la impedancia relativa η_{2_r} recordando la expresión:

$$\eta_{2_r} = \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} \quad (3.16)$$

Como comprobación, también calcularemos la impedancia a partir de la fórmula que se muestra en [19] que hallaron Smith y sus colaboradores en [23] imponiendo también $\eta'_{2_r} > 0$.

$$\eta_{2_r} = \pm \sqrt{\frac{(1 + R^2) - T^2}{(1 - R^2) - T^2}} \quad (3.17)$$

Ya tenemos uno de los parámetros característicos del material, queda por hallar el otro, pero esto es sencillo recordando la ecuación (3.5) que nos daba el valor de P^2 en función de R y Γ , como ambos son conocidos podemos despejar el índice de refracción, $n \equiv n_2$ que es función de P^2 .

$$P^2 = |P^2| e^{j(\phi + 2\pi m)} = e^{-2jn_2 k_0 L} = e^{-2jk_0 L(n' + jn'')} = e^{2k_0 L n''} e^{-2jk_0 L n'} \quad (3.18)$$

Siendo $\phi = \arctan \frac{\text{Im}(P^2)}{\text{Re}(P^2)}$ la fase de P^2 y m un número entero. Despejando tenemos:

$$n = \frac{j}{2k_0 L} \ln |P^2| - \frac{\phi}{2k_0 L} - \frac{\pi m}{k_0 L} \quad (3.19)$$

$$n' = -\frac{\phi}{2k_0 L} - \frac{\pi m}{k_0 L} \quad (3.20)$$

$$n'' = \frac{1}{2k_0 L} \ln |P^2| \quad (3.21)$$

Lo reescribimos en función de la frecuencia:

$$n = \frac{jc}{4\pi f L} \ln |P^2| - \frac{\phi c}{4\pi f L} - \frac{mc}{2f L} \quad (3.22)$$

Aquí tenemos un problema y es que la única restricción que tenemos sobre el índice es que $n'' < 0$ para tener medios pasivos¹, por tanto, en principio no tenemos ninguna imposición sobre m que es un entero arbitrario. Esto se soluciona usando argumentos de continuidad. Lo que imponemos es que n' sea continua (nótese que no estamos imponiendo que sea positivo ni negativo) y hacemos un barrido para los distintos valores de m punto a punto, ahora bien, si tratamos los datos en bruto tendríamos

¹ Hay autores que escogen la propagación en el sentido decreciente de z y escogen las exponenciales con signo positivo y por tanto para ellos el requisito es que $n'' > 0$, esto depende simplemente de las definiciones de las exponenciales y de la parte real e imaginaria de los coeficientes puesto algunos autores definen $n = n' - jn''$

saltos de fase que harían que este barrido diera resultados incorrectos, es por ello por lo que primero se ha de realizar un procedimiento de *phase unwrapping* para imponer este argumento de continuidad. ¿En qué consiste este procedimiento? Es muy sencillo, examinamos los valores de fase de los datos $\phi_0(f)$ y los vamos comparando entre ellos y si hay un salto de fase entre los mismos pues corregimos ese salto. Lo veremos más claro de la siguiente forma:

$$\text{Si } \phi_0(f) - \phi_0(f + \Delta f) - n_s \pi > 1$$

$$n'_s = n_s + \text{sgn}(\phi_0(f + \Delta f) - n_s \pi - \phi_0(f)) \quad (3.23)$$

$$\phi(f + \Delta f) = \phi_0(f + \Delta f) - n'_s \pi \quad (3.24)$$

Por otra parte surge el problema del valor inicial de m ya que ahí no tenemos ningún valor anterior para exigir continuidad, en principio uno puede pensar que $m = 0$ lejos de la resonancia y esto suele ser así, para asegurarnos lo que se hace es hallar un valor aproximado del índice de refracción medido a partir del desplazamiento del centro del coeficiente de transmisión o bien usando el valor del índice de refracción de la matriz *host* que lejos de la frecuencia de resonancia del material que analicemos debe ser similar, al menos en la parte real. Otras veces simplemente se observan los resultados para distintos valores de m y se descartan aquellos que distan más de un valor esperado, o que simplemente no tienen mucho sentido físico. Hasta el momento, para todas las muestras medidas el valor inicial ha sido $m = 0$, aunque para simulaciones sí que hemos tenido casos donde inicialmente $m \neq 0$. Otra forma es usando argumentos de continuidad de la derivada, pero esta solución crea otro tipo de problemas.

Hecho esto, ya tenemos los valores de n y $\eta_r \equiv \eta_{2r}$, por tanto podemos hallar los valores de ϵ y μ de manera sencilla:

$$\eta_r = \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}}, \quad n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \quad (3.25)$$

$$\epsilon_r = \frac{n}{\eta_r} \quad (3.26)$$

$$\mu_r = n \eta_r \quad (3.27)$$

Resta todavía calcular la quiralidad relativa κ_r , reescribimos la expresión de T (3.4) como sigue:

$$T = \frac{2\eta_{2r}}{2\eta_{2r} \cos(k_2 L) + j(\eta_{2r}^2 + 1) \sin(k_2 L)} \quad (3.28)$$

Dividiendo $T_{++} = T_{co} + jT_{cr}$ entre T tenemos:

$$\frac{T_{++}}{T} = \left| \frac{T_{++}}{T} \right| e^{j(\gamma + 2\pi p)} = e^{-j\kappa_r n k_0 L} \quad (3.29)$$

Donde γ es la fase de T_{++}/T y p un entero arbitrario, de aquí obtenemos κ_r

$$\kappa_r = \frac{j}{nk_0 L} \ln \left| \frac{T_{++}}{T} \right| - \frac{\gamma + 2\pi p}{nk_0 L} \quad (3.30)$$

El entero p suele ser cero por el hecho de que ya hemos corregido esta indeterminación para n que aparece en esta expresión, sin embargo, para no perder generalidad hemos optado por mantenerlo en la expresión y podemos proceder de manera análoga a como se hacía para hallar el valor de m para el índice de refracción.

Ya sabemos cómo hallar las características del material a partir de las medidas en módulo y fase de T_{co} , T_{cr} y $R_{co} = R$. Ahora bien, ¿cómo se hacen estas medidas? ¿a qué llamamos T_{co} , T_{cr} y R ?

T_{co} por definición es el coeficiente de transmisión medido en la dirección copolar, esto es, emitimos y recibimos en la misma dirección, por ejemplo, si emitimos una onda linealmente polarizada según \hat{u}_y , será el coeficiente de transmisión que midamos con una antena que reciba según la dirección \hat{u}_y , y T_{cr} es el medido en la dirección crosspolar, volviendo al ejemplo si la copolar es en la dirección \hat{u}_y

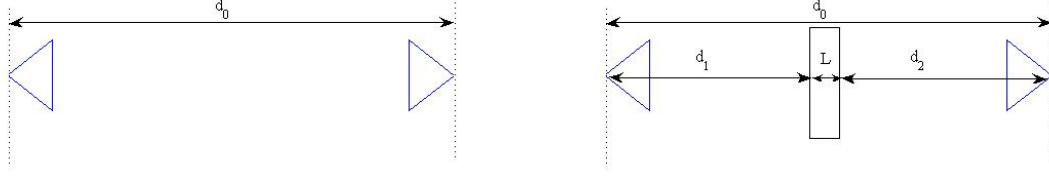


Fig. 3.1: Esquema para ilustrar el cálculo la fase de los coeficientes T_{co} y T_{cr} . A la izquierda no tenemos muestra y medimos la fase únicamente del sistema experimental, a la derecha tenemos el material y medimos el desfase causado por el sistema experimental y el material.

entonces la crosspolar será en la dirección \hat{u}_x . Existe un problema al medir en medio libre y es que cuando uno mide un coeficiente de transmisión, es la transmisión de todo el sistema que incluye el montaje experimental y la muestra, para lidiar con esto lo que se hace es realizar una medida en vacío (es decir sin muestra en el portamuestras) del valor de S_{21} (en módulo y fase) al que vamos a llamar $S_{21_{v090}}$, posteriormente se mide el valor de S_{21} con las muestras al llamamos $S_{21_{m090}}$, también medimos el vacío en la dirección perpendicular (crosspolar) y llamamos a esta medida por ejemplo $S_{21_{v000}}$ y con muestra en la dirección crosspolar $S_{21_{m000}}$. Aquí surge la duda de con respecto a qué normalizamos los coeficiente $S_{21_{m0XY}}$ para tener en cuenta únicamente en cuenta la respuesta del material. Podríamos pensar que en principio todo el campo es en la dirección copolar y por tanto para T_{co} tendríamos $S_{21_{m090}}/S_{21_{v090}}$, pero entonces para T_{cr} respecto a qué normalizamos, ¿respecto a $S_{21_{v090}}$ o respecto a $S_{21_{v000}}$? Podría parecer que como al principio mido $S_{21_{v000}}$ el resto es todo debido al material, y esto es cierto lo que pasa es que el material no es activo, no se saca campo de la nada, lo que hace es cambiar la polarización, entonces también hay que tener en cuenta $S_{21_{v090}}$ por tanto lo que tenía inicialmente es $S_{21_{v090}} + S_{21_{v000}}$, si ahora volvemos a T_{co} visto este razonamiento cabe pensar que tengamos que hacer una normalización similar puesto que puede que la antena no emita ondas linealmente polarizadas perfectas, es decir que exista una componente no nula del campo en la dirección crosspolar que el material gire y la midamos en la dirección copolar. Por ese motivo debemos hacer una normalización idéntica en ambos casos y por tanto, como el coeficiente de transmisión es el campo transmitido entre el campo total incidente que será la suma del copolar y el crosspolar tenemos:

$$|T_{co}| = \left| \frac{S_{21_{m090}}}{S_{21_{v090}} + S_{21_{v000}}} \right| \quad (3.31)$$

$$|T_{cr}| = \left| \frac{S_{21_{m000}}}{S_{21_{v090}} + S_{21_{v000}}} \right| \quad (3.32)$$

También debemos escoger un origen de fase, cuando medimos $S_{21_{v090}}$ obtenemos fases que se deben a las reflexiones del sistema experimental y al camino entre las dos antenas. La fase que queremos obtener de los coeficientes T_{co} y T_{cr} es la debida únicamente a la presencia del material por tanto,

$$\angle(S_{21_{v090}}) = -k_0 d_0 \quad (3.33)$$

$$\angle(S_{21_{m090}}) = -(k_0 d_1 + k_2 L + k_0 d_2) \quad (3.34)$$

$$\angle(S_{21_{v000}}) = -k_0 d_0 \quad (3.35)$$

$$\angle(S_{21_{m000}}) = -(k_0 d_1 + k_2 L + k_0 d_2) \quad (3.36)$$

$$d_1 + d_2 + L = d_0 \quad (3.37)$$

Siendo d_0 la distancia entre los puntos de calibración. La diferencia de fase debida a la presencia del material será (ver figura 3.1):

$$\angle(T_{co}) = \angle\left(\frac{S_{21_{m090}}}{S_{21_{v090}} + S_{21_{v000}}}\right) - k_0 L \quad (3.38)$$

$$\angle(T_{cr}) = \angle\left(\frac{S_{21_{m000}}}{S_{21_{v090}} + S_{21_{v000}}}\right) - k_0 L \quad (3.39)$$

Lo que ocurre es que en la mayoría de los casos $S_{21_{v000}} \ll S_{21_{v090}}$ o bien $S_{21_{v000}} \approx 0$, por lo que se podría usar:

$$|T_{co}| = \frac{|S_{21_{m090}}|}{|S_{21_{v090}}|} \quad (3.40)$$

$$|T_{cr}| = \frac{|S_{21_{m000}}|}{|S_{21_{v090}}|} \quad (3.41)$$

$$\angle(T_{co}) = \angle(S_{21_{m090}}) - \angle(S_{21_{v090}}) - k_0 L \quad (3.42)$$

$$\angle(T_{cr}) = \angle(S_{21_{m000}}) - \angle(S_{21_{v090}}) - k_0 L \quad (3.43)$$

Nosotros usaremos las dos normalizaciones y compararemos los resultados, aunque podemos anticipar que los resultados difieren muy poco en la mayoría de los casos.

Pasamos ahora a describir cómo se computa el coeficiente R , lo que hacemos es poner una placa de conductor en el portamuestras y medimos $S_{11_{PEC}}$ (en principio suponemos que es un conductor perfecto) en la misma dirección que la onda incidente (con en nuevo montaje podemos medir también en la dirección perpendicular, con el antiguo no como veremos más adelante), colocamos la muestra y medimos S_{11_m} . Finalmente actuamos como antes:

$$|R_{co}| = |R| = \frac{|S_{11_m}|}{|S_{11_{PEC}}|} \quad (3.44)$$

Para calcular la fase nos encontramos con un problema y es qué pasa si no tenemos la placa del conductor exactamente en el mismo sitio donde vamos a colocar la muestra, o dicho de otra forma ¿y si la muestra no es totalmente plana o no la colocamos exactamente en el mismo sitio? Pues esto lleva un cambio de fase que hay que tener en cuenta que se debe a un desplazamiento Δd del plano de reflexión, por tanto:

$$\angle(R_{co}) = \angle(R) = \angle(S_{11_m}) - \angle(S_{11_{PEC}}) - \pi - 2k_0 \Delta d \quad (3.45)$$

El ángulo π se debe a que debido a la reflexión se introduce este desfase y el factor 2 es porque debemos tener en cuenta que cuando medimos en reflexión medimos camino de ida y vuelta, por tanto si tenemos un desplazamiento Δd la diferencia de camino de reflexión es $2\Delta d$ y el desfase que introduce es $2k_0 \Delta d$. En la mayoría de los casos se puede considerar $\Delta d = 0$ pero es un parámetro que hay que tener en cuenta y debemos tener mucho cuidado al hacer las medidas y asegurarnos, siempre que sea posible, de que $\Delta d = 0$. Podemos preguntarnos ahora por qué no procedemos como con el coeficiente de transmisión ¿y si hay reflexión en la dirección crosspolar porque tenemos un material extraño o porque el campo no se emite completamente en la dirección copolar? ¿debemos tener esto en cuenta? Pues la respuesta es que sí, deberíamos tenerlo en cuenta y podríamos proceder exactamente igual que en el caso de la normalización que hacemos para hallar T_{co} y T_{cr} , lo que pasa es que si $S_{21_{v000}}$ era pequeño respecto a $S_{21_{v090}}$, $S_{11_{PEC000}}$ es mucho más pequeño respecto a $S_{11_{PEC090}} = S_{11_{PEC}}$ otro factor era la imposibilidad de medir $S_{11_{PECcr}}$ con el sistema experimental antiguo y el último factor es el hecho de que el error que cometemos al hacer la normalización sin tener en cuenta la reflexión en la dirección crosspolar es mucho menor que la incertidumbre por el factor Δd . En cualquier caso, por completitud pondremos las expresiones de la normalización correcta:

$$|R_{co}| = \left| \frac{S_{11_m}}{S_{11_{PEC}} + S_{11_{PEC000}}} \right| \quad (3.46)$$

$$\angle(R_{co}) = \angle\left(\frac{S_{11_m}}{S_{11_{PEC}} + S_{11_{PEC000}}}\right) - \pi - 2k_0 \Delta d \quad (3.47)$$

$$|R_{cr}| = \left| \frac{S_{11_{m000}}}{S_{11_{PEC}} + S_{11_{PEC000}}} \right| \quad (3.48)$$

$$\angle(R_{cr}) = \angle\left(\frac{S_{11_{m000}}}{S_{11_{PEC}} + S_{11_{PEC000}}}\right) - \pi - 2k_0 \Delta d \quad (3.49)$$

Recordemos que para medios quirales $R_{cr} = 0$ pero puede ser no nulo para biisótropos.

Hechas las normalizaciones necesarias en las medidas, ya tenemos un método que nos devuelve los parámetros deseados, además lo hace a través de operaciones más o menos sencillas con lo que no debería haber grandes errores numéricos, aunque sí que es muy sensible a errores experimentales. Para asegurarnos de que los cálculos del algoritmo son adecuados, utilizaremos otros algoritmos de inversión de parámetros, como el que aparece en [24], adaptados para las medidas que realizamos en nuestro caso. Este algoritmo se basa en el cálculo de dos de los parámetros constitutivos DBF μ_D y ϵ_D . Para poder compararlos con los obtenidos por nuestro método tendremos que cambiar estos nuevos parámetros al sistema LS, o bien, cambiar nuestros parámetros a este sistema. Haremos ambos procesos aunque cabe mencionar que para el paso de DBF a LS hay que usar el índice de refracción que se calcula en el otro algoritmo, pero usaremos este sistema ya que es con el que tenemos más familiaridad y podemos hacer interpretaciones físicas más adecuadas, en cambio, en el caso de pasar de LS a DBF, todos los parámetros que obtengamos serán independientes, por tanto, el hecho de que los algoritmos den resultados parecidos en este sistema nos dará la validez de los mismos.

El coeficiente de transmisión viene dado por la expresión:

$$T = \exp -\gamma L \quad (3.50)$$

En el caso de [24] es el coeficiente de transmisión usual, en nuestro caso es el coeficiente T que habíamos definido como $T = \sqrt{T_{co}^2 + T_{cr}^2}$ (ver ecuación (3.1)), que tal y como se deduce de la expresión también es el coeficiente de transmisión usual. Por su parte $\gamma = \alpha + j\beta$, siendo α el factor de atenuación y β el factor de fase. Entonces, lo que hacemos es hallar α y β a partir de T y L

$$\alpha = -\frac{\ln |T|}{L} \quad (3.51)$$

$$\beta_m = \frac{-\phi_T + 2\pi m}{L} \quad (3.52)$$

Recordemos que L es el espesor de la lámina y $\phi_T = \angle(T)$ es la fase de T , m es la incertidumbre en el número de vueltas al igual que ocurría en el caso del índice de refracción. A partir de estas magnitudes y de la impedancia de onda $\eta = \eta_0 \eta_r$ (ver (3.13)) podemos obtener ϵ_D y μ_D .

$$\epsilon_D = \frac{\gamma}{j\omega\eta} \quad (3.53)$$

$$\mu_D = \frac{\gamma\eta}{j\omega} \quad (3.54)$$

La incertidumbre en m nos repercute directamente de manera proporcional en la parte real de ϵ_D y μ_D , es por ello que debemos encontrar algún método para tener una solución única para el problema. Esto lo podemos hacer a partir de las relaciones de Kramers-Kronig con las que podemos obtener α a partir de β y viceversa, en nuestro caso lo que nos interesa es determinar de manera única m con lo que es más conveniente usar la expresión que nos relaciona β con α , que es la siguiente:

$$\frac{\beta_{K-K}(\omega)}{\beta_0(\omega)} = 1 + \frac{2}{\pi} \mathcal{P} \int_0^\infty \frac{\omega' \alpha(\omega') / \beta_0(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (3.55)$$

O de manera análoga podemos relacionar las partes real e imaginaria de la susceptibilidad eléctrica o magnética $\chi = \chi' + j\chi''$ a partir de la siguiente expresión:

$$\chi'(\omega) = \frac{2}{\pi} \mathcal{P} \int_0^\infty \frac{\omega' \chi''(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (3.56)$$

Donde \mathcal{P} denota la parte principal de Cauchy. Hay dos aproximaciones para realizar la integral, numéricamente o analíticamente, el problema de realizar una integración numérica es que no disponemos de los datos en el rango de 0 a ∞ , tenemos datos en un ancho de banda finito, sin embargo y a pesar de que no tomamos datos en un ancho de banda excesivamente grande, sí que podría ser suficiente como para darnos una idea del valor de m que necesitaremos para resolver la incertidumbre que tenemos ya que un cambio de una unidad en m da resultados muy diferentes en ϵ y μ . Analíticamente, para un $\alpha(\omega)$ general en la mayoría de los casos no podemos resolverlo, por tanto no analizaremos esta

posibilidad. Para la integración numérica usamos el método de la regla rectangular y puesto que lo que debemos calcular es el valor principal lo que hacemos es evitar precisamente el punto $\omega' = \omega$. Esta técnica es similar a la que usa Lucarini [11], [27], [12].

Más adelante en el capítulo 4 probaremos mediante simulación la respuesta de los distintos algoritmos que hemos mencionado en este trabajo.

Hasta ahora, en lugar de este tipo de caracterización electromagnética, se ha venido utilizando la medida del ángulo de rotación de la polarización para tener una idea del comportamiento de los metamateriales que se han fabricado en el grupo de Electromagnetismo Aplicado y sus posibles aplicaciones como giradores, es por esto que también presentaremos aquí la expresión que se utiliza en ese caso para calcular dichos ángulos de rotación [3].

Si llamamos τ al ángulo de rotación de la polarización y $\Delta\phi = \phi_{TCO} - \phi_{TCR}$ el desfase entre T_{co} y T_{cr} tenemos que:

$$\tau = -\frac{1}{2} \arctan \left(\frac{-|T_{co}|^2 |T_{cr}|^2}{2|T_{co}| |T_{cr}| \cos \Delta\phi} \right) \quad (3.57)$$

Para finalizar con este capítulo presentaremos el diagrama de bloques que nos muestra el funcionamiento del programa desarrollado que incluye los cálculos mediante el algoritmo de Varadan y Ro [24] y el cálculo de las relaciones de Kramers-Kronig, también incluye las correcciones por calibración de antenas y cambios de plano de reflexión. En el diagrama de la figura 3.2 se puede observar que tenemos dos formas independientes de calcular $\epsilon_{DBF}, \mu_{DBF}$, que se convierten en dependientes únicamente si usamos la formulación de LS. Usamos dos parámetros de entrada que son m y $Nvueltas$ que, en principio, son arbitrarios pero, estos parámetros se pueden determinar tras la observación de los valores que nos devuelven las relaciones de Kramers-Kronig que nos dan una solución única para ambos, aunque por otra parte, ya habíamos asegurado la unicidad en la solución de $Nvueltas$ usando argumentos de continuidad, pero esta técnica nos da una mayor confianza si cabe.

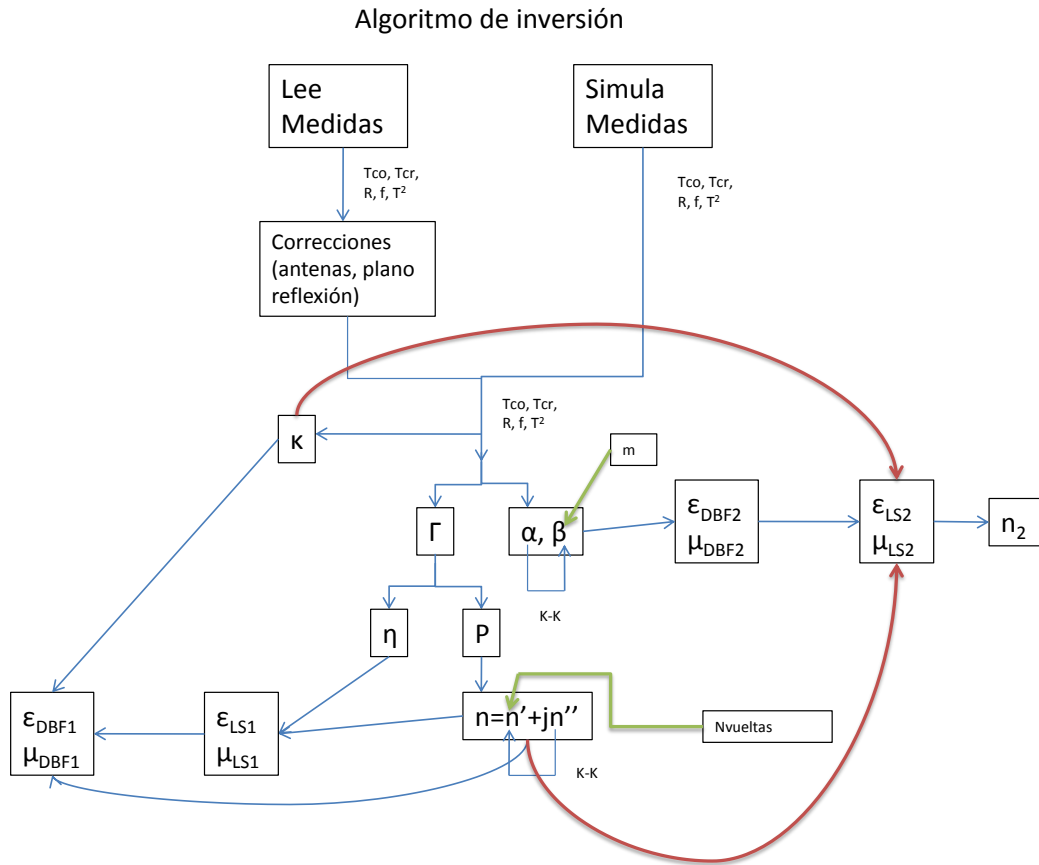


Fig. 3.2: Diagrama de bloques del algoritmo de inversión de parámetros propuesto. Las flechas verdes indican la inclusión de parámetros externos. Las flechas rojas nos muestran la dependencia de las dos ramas.

Capítulo 4

Resultados

En este capítulo mostraremos los resultados que se han obtenido con el algoritmo de inversión de parámetros. Por una parte se mostrará que el algoritmo funciona bien, obteniendo los parámetros constitutivos a partir de datos simulados. Posteriormente, se analizarán resultados con datos experimentales reales de las distintas muestras que se han presentado anteriormente.

4.1 Resultados de medidas simuladas

Lo que se ha hecho es tomar distintos modelos de ϵ, μ, κ , obtener los coeficientes de transmisión y reflexión correspondientes a partir de la expresiones (2.47) y (2.49) y, posteriormente, aplicarles el algoritmo de inversión para ver si recuperábamos los parámetros originales.

4.1.1 Modelo lineal

Suponemos que tenemos unos parámetros ϵ, μ, κ que aumentan linealmente con la frecuencia, escogemos este modelo por su sencillez, ya que si el algoritmo falla con éste, muy probablemente fallará con los modelos más complejos y con los datos. Tomamos los siguientes parámetros constitutivos:

$$\epsilon_r(f) = \frac{2}{9}f \left(1 - \frac{1}{20}j\right) + 2 - 0,1j \quad (4.1)$$

$$\mu_r(f) = \frac{1}{9}f \left(1 - \frac{1}{2}j\right) + 1 - 0,5j \quad (4.2)$$

Siendo f la frecuencia en GHz. Y κ ,

$$\kappa = 0,0453f + 0,3170 - j(0,0239f + 0,1674) \quad (4.3)$$

Los valores se han escogido de tal forma que se puedan asemejar a lo esperado en algunos materiales con los que se trabajará próximamente. Los resultados son los que se muestran en la figura 4.1.

En la figura 4.1 podemos ver que nuestro algoritmo nos devuelve los resultados de manera correcta, mientras que el algoritmo de [24] de las expresiones (3.51), (3.52), comete un pequeño error, del orden del 10 % además de la indeterminación del entero m , aunque da un resultado bastante bueno. También recuperamos la quiralidad correctamente tal y como se puede apreciar en la figura 4.2. No usamos las relaciones de Kramers-Kronig puesto que en este caso no deben cumplirse, ya que hemos impuesto unos valores *ad-hoc* cuyas partes real e imaginaria no cumplen ninguna condición ni están sujetas a restricción física alguna.

4.1.2 Modelo resonante no lineal.

Para tener una simulación lo más cercana posible al comportamiento real de estos metamateriales escogimos un modelo de Lorentz resonante para los parámetros ϵ, μ y un modelo de Condon resonante para κ utilizando las siguientes expresiones.

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_{r\infty} + \frac{(\epsilon_{rs} - \epsilon_{r\infty})\omega_{0e}^2}{\omega_{0e}^2 - \omega^2 + 2j\omega_{0e}\xi_e\omega} \quad (4.4)$$

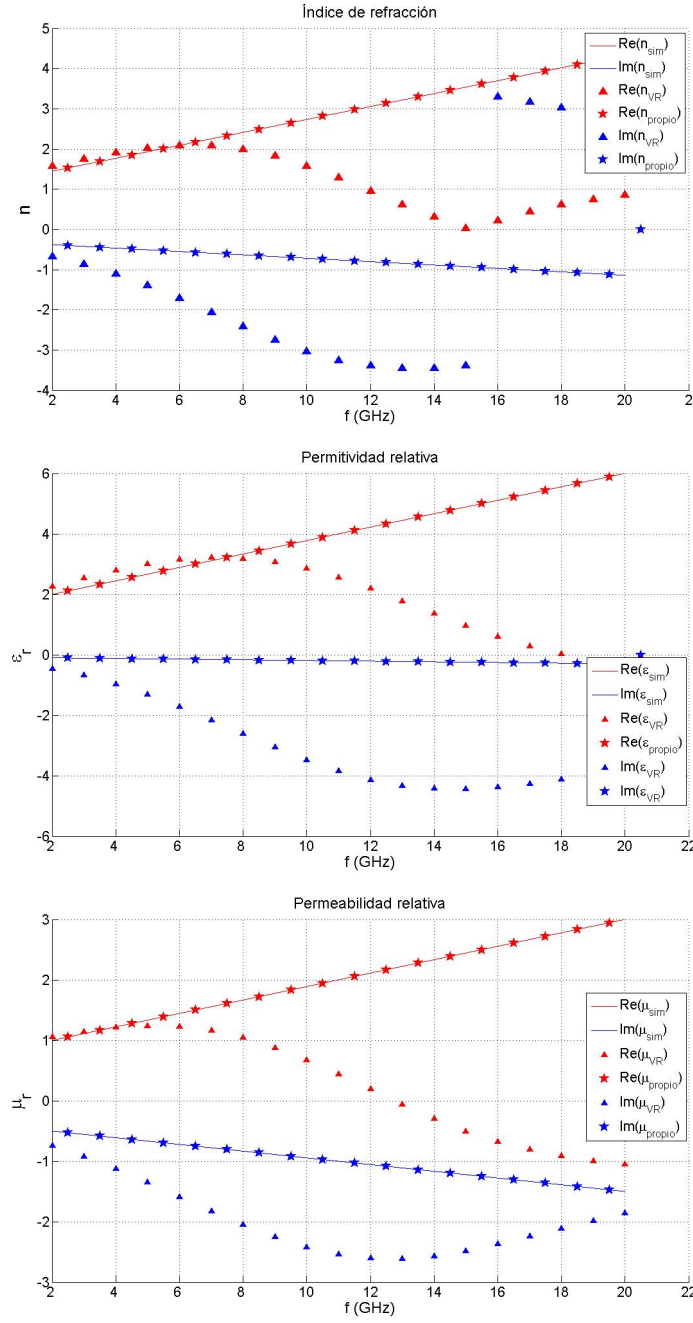


Fig. 4.1: Partes real (rojo) e imaginaria (azul) de índice de refracción (arriba), permitividad relativa (centro) y permeabilidad relativa (abajo) obtenidas mediante algoritmos VR (\triangle) y propio (\star) a partir de la simulación de un modelo lineal (línea continua).

$$\mu_r(\omega) = \mu_{r\infty} + \frac{(\mu_{rs} - \mu_{r\infty})\omega_{0m}^2}{\omega_{0m}^2 - \omega^2 + 2j\omega_{0m}\xi_m\omega} \quad (4.5)$$

$$\kappa(\omega) = \frac{\tau\omega_{0k}^2\omega}{\omega_{0k}^2 - \omega^2 + 2j\omega_{0k}\xi_k\omega} \quad (4.6)$$

Siendo $\omega_{0e}, \epsilon_{r\infty}, \epsilon_{rs}, \xi_e, \omega_{0m}, \mu_{r\infty}, \mu_{rs}, \xi_m, \tau, \omega_{0k}, \xi_k$ parámetros del modelo. Si $\bar{f} = 11$ GHz es la frecuencia media de la banda de estudio, tomaremos los siguientes valores:

$$\omega_{0e} = 2\pi\bar{f} \quad \text{Frecuencia angular de resonancia de } \epsilon$$

$$\omega_{0m} = \omega_{0e} \quad \text{Frecuencia angular de resonancia de } \mu$$

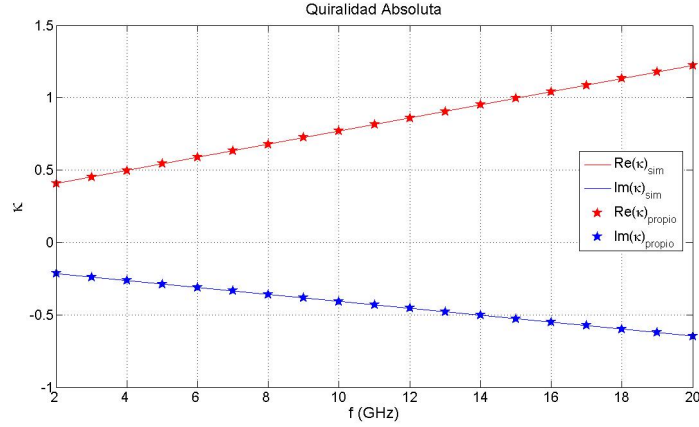


Fig. 4.2: Partes real (rojo) e imaginaria (azul) de la quiralidad absoluta para un modelo lineal obtenidas por simulación (línea continua) y a partir de nuestro algoritmo (★).

$\omega_{0k} = \omega_{0e}$ Frecuencia angular de resonancia de κ

$\xi_e = 0,12$ Amortiguamiento de ϵ

$\xi_m = 2\xi_e$ Amortiguamiento de μ

$\xi_k = 0,03$ Amortiguamiento de κ

$\epsilon_{r_s} = 3$ Valor a baja frecuencia de ϵ

$\mu_{r_s} = 1,1$ Valor a baja frecuencia de μ

$\epsilon_{r_\infty} = 1$ Valor a altas frecuencias de ϵ

$\mu_{r_\infty} = 1$ Valor a altas frecuencias de μ

$\tau = -6 \cdot 10^{-13}$ Modula la amplitud de la resonancia de κ

Usamos f, ω, τ en unidades del SI. Tomamos estos valores en los parámetros para que sean parecidos a los obtenidos experimentalmente en [4]. Con estos valores obtenemos los resultados que se pueden ver en las figuras 4.3, 4.4. Por otra parte, los algoritmos son independientes si usamos el sistema DBF en lugar del LS que se usa para la simulación, es por ello que realizamos una conversión entre ambos sistemas y representamos los valores $\epsilon_{DBF}, \mu_{DBF}$. Además, usamos las relaciones de Kramers-Kronig puesto que, en este caso, sí tiene sentido aplicarlas ya que el modelo propuesto cumple estas relaciones de causalidad.

De nuevo, se observa que nuestro algoritmo recupera correctamente los parámetros constitutivos y que el de Varadan y Ro [24] comete cierto error (del 10 % aproximadamente) que, en general, podemos considerar aceptable aunque en el caso de μ_r parece tener ciertos problemas. Nuestro algoritmo por su parte nos da resultados con errores inferiores al 2 %.

La quiralidad también se recupera correctamente tal y como se puede apreciar en la figura 4.4.

Así pues, puesto que los resultados de las simulaciones están en buen acuerdo con los resultados que devuelve nuestro algoritmo de inversión, estamos a disposición de pasar al siguiente nivel, que consiste en el uso de medidas experimentales de materiales reales para hallar sus parámetros constitutivos.

4.2 Medidas experimentales

En esta sección se presentan los resultados de las medidas experimentales con la configuración 4 (ver la sección 2.3.4) de los distintos materiales de la figura 4.5. También se presentan resultados de características de metamateriales con el montaje experimental con las antenas rectangulares en banda X en la configuración óptima, por no disponer durante la campaña de medidas del material necesario,

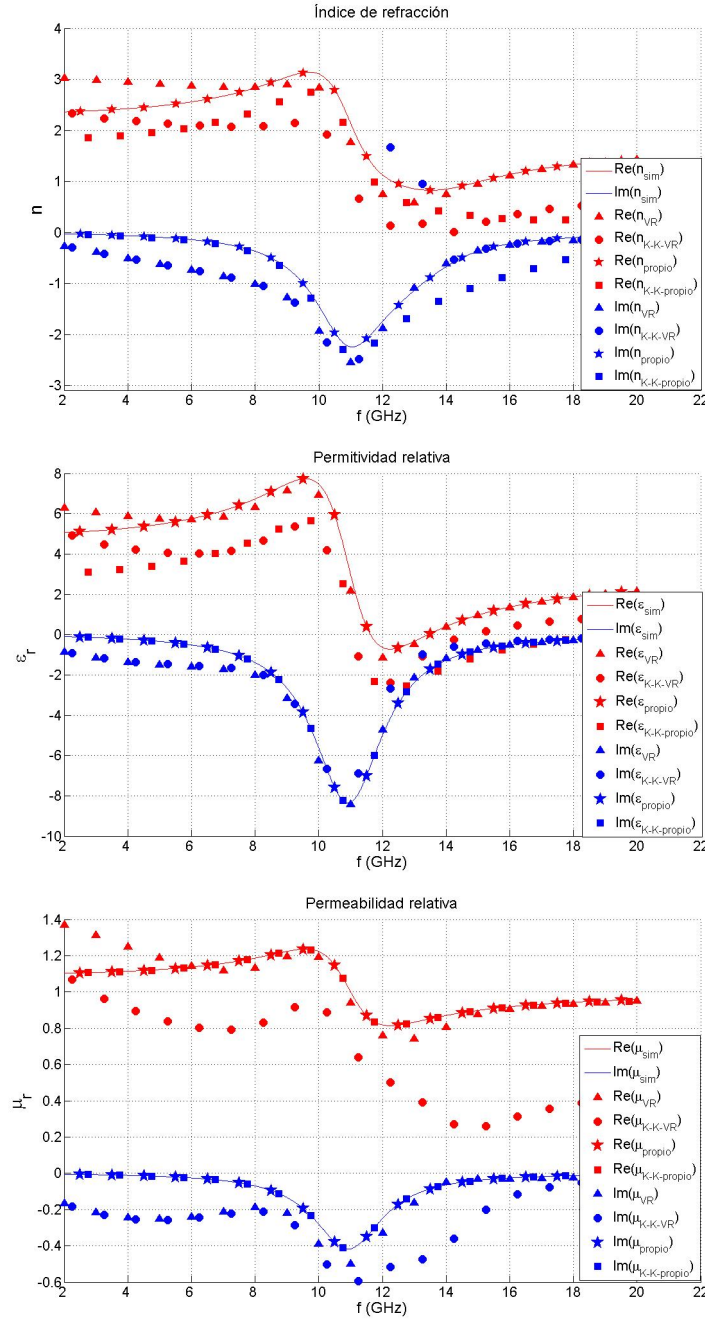


Fig. 4.3: Partes real (rojo) e imaginaria (azul) de índice de refracción (arriba), permitividad relativa (centro) y permeabilidad relativa (abajo) obtenidas mediante algoritmos VR (Δ), propio (\star), VR+K-K (\circ) y propio+K-K (\square) a partir de la simulación de un modelo de Lorentz resonante (línea continua).

para esta misma configuración del sistema experimental, con las antenas duales.

En nuestro caso, las muestras disponibles para las medidas fueron fabricadas en proyectos anteriores por la empresa INASMET. La matriz está constituida por la resina epoxy EPOFIX (de Struers)[16, 15]. Tenemos muestras basadas en la inclusión de hélices de acero inoxidable y tienen entre 3 y 4 vueltas, 1,2 mm de diámetro, 2,0 mm de longitud y 0,6 mm de paso. Para conseguir una homogeneización óptima, la distribución se realizó alternando capas con hélices y sin hélices y procurando que el eje de las hélices fuera paralelo a las caras de las placas. Las muestras fabricadas son placas circulares de 30 cm de diámetro y diversos espesores y concentración de hélices. También tenemos muestras basadas en la inclusión de manivelas o *cranks*. Finalmente, se han realizado muestras basadas en redes ordenadas de *cranks* sobre PCB de doble cara sobre sustrato FR-4, estas muestras

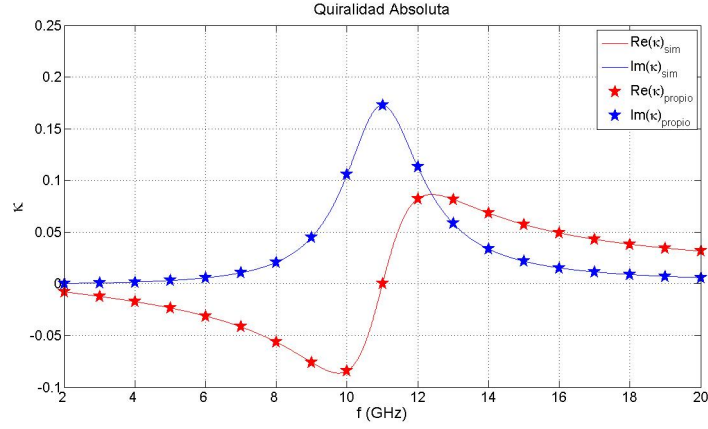


Fig. 4.4: Partes real (rojo) e imaginaria (azul) de la quiralidad absoluta obtenidas mediante simulación de un modelo de Condon (línea continua) y mediante nuestro algoritmo (\star).

son rectangulares de dimensiones 15 cm \times 15 cm [15].

Muestra	Densidad (n° hélices o <i>cranks</i> /cm ³)	Grosor L (mm)
M0	0	5.26
M1	25	4.63
M3	100	4.63
M4	50	9.50
ML0	0	15.70
ML7	2	14.43
ML9	2	15.63
ML10	2	14.83
ML62	1.16 ¹	2.60

Tabla 4.1: Características de las muestras

La diferencia que hay entre las muestras ML7, ML9 y ML10 es en la longitud de los segmentos que forman la manivela o *crank*, estas manivelas están formadas a partir de cables de cobre de 0,4 mm de diámetro y 12,6 mm de longitud.

Comenzaremos con las medidas en la configuración 4 de las muestras de la figura 4.5. En las siguientes secciones seguiremos el siguiente convenio de representación de los parámetros LS:

- Parte real del algoritmo de Varadan-Ro: Azul.
- Parte imaginaria del algoritmo de Varadan-Ro: Cian.
- Parte real del algoritmo de Varadan-Ro obtenida mediante K-K: Rojo.
- Parte imaginaria del algoritmo de Varadan-Ro obtenida mediante K-K: Magenta.
- Parte real del algoritmo de propio: Negro.
- Parte imaginaria del algoritmo propio: Verde.
- Parte real del algoritmo propio obtenida mediante K-K: Amarillo.
- Parte imaginaria del algoritmo propio obtenida mediante K-K: Marrón.

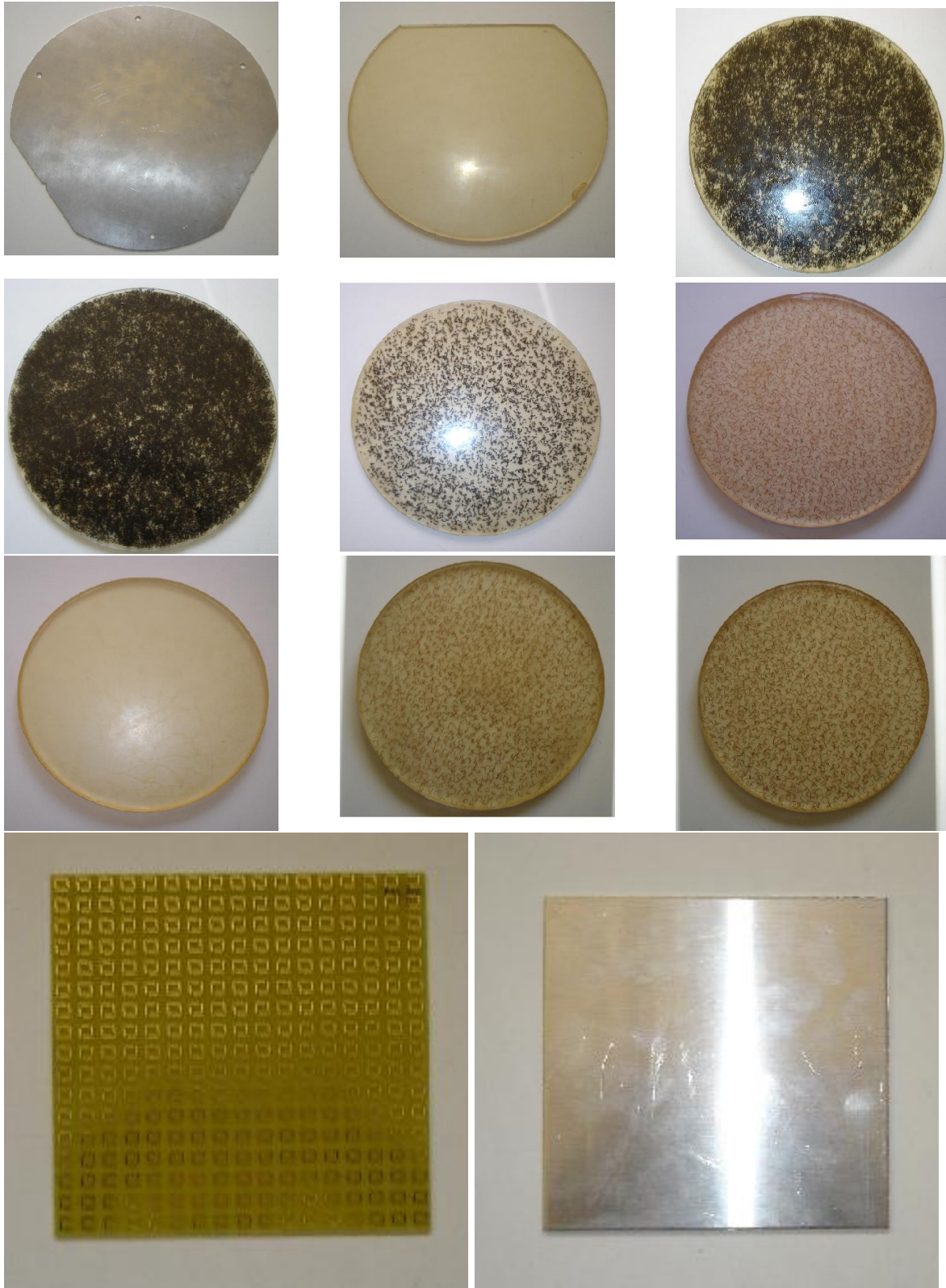


Fig. 4.5: Muestras medidas: (a) Placa de conductor sirve para normalizar las medidas. (b) Muestra M0, EPOXY vacío. (c) Muestra M4. (d) Muestra M3. (e) Muestra M1. (f) ML9, manivelas en EPOXY. (g) ML0 EPOXY vacía de 15.7 mm de grosor. (h) Muestra ML7. (i) Muestra ML10. (j) Muestra ML62, basada en las de EPOXY es una generalización a PCB, son manivelas impresas por ambas caras de la muestra. (k) Conductor para normalizar las medidas de ML62.

4.2.1 Muestras basadas en la inclusión de hélices aleatoriamente distribuidas

En esta sección mostraremos los resultados obtenidos en la caracterización de las muestras basadas en la inclusión de hélices aleatoriamente distribuidas. Las propiedades de metamateriales basados en inclusiones de hélices estaban bastante bien estudiadas [4] y el uso de hélices garantiza que tengamos estructuras quirales muy compactas.

Muestras M0 y ML0

Tal y como se ha mencionado anteriormente y como se puede ver en la figura 4.5, la muestra M0 consiste en un disco de resina epoxy EPOFIX vacía con 30 mm de diámetro y 5,26 mm de grosor sin inclusiones quirales, el hecho de caracterizar esta muestra tiene una doble finalidad, por una parte, al ser muestras más o menos conocidas nos da una idea de la calidad de las medidas y del algoritmo, por otra parte, sirve para darnos una orientación del comportamiento de los metamateriales que se basan en inclusiones sobre este tipo de resina para baja frecuencia y muy alta frecuencia. En cuanto a la muestra ML0 es prácticamente idéntica a M0 salvo por el grosor, que en este caso es de 15,70 mm. Los resultados de la caracterización de M0 se muestran en la figura 4.6. Con ML0 no se han logrado buenas medidas experimentales, aunque, por ser el mismo material, los resultados deberían ser idénticos a los de M0.

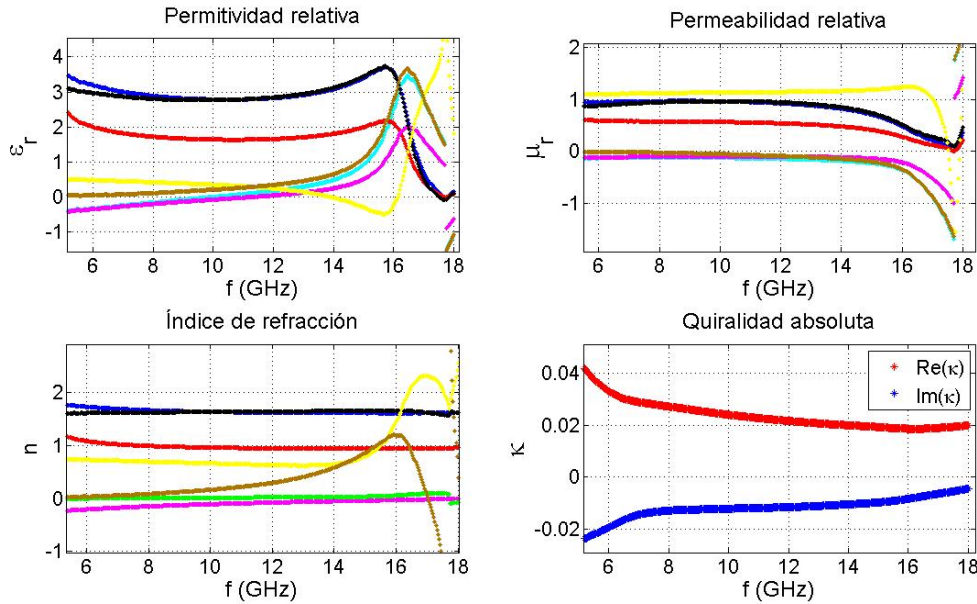


Fig. 4.6: Resultados de la caracterización de M0.

El valor no nulo de la quiralidad nos da una idea del error, tanto numérico como experimental, que se comete con esta configuración y estos algoritmos.

Los resultados que debemos tener en cuenta son los que marcan las líneas azul y cian (algoritmo VR) y las líneas negra y verde (algoritmo propio). Recordemos que los algoritmos que usan relaciones de Kramers-Kronig nos sirven como orientación para escoger el valor adecuado de los parámetros libres de los otros algoritmos y cometen errores asociados al carácter finito del ancho de banda de medida. Esto mismo pasará para todas las demás muestras.

Muestra M1

A continuación, se muestran los resultados correspondientes a la caracterización de la muestra M1, que se basa en la muestra M0 incluyendo hélices aleatoriamente distribuidas de forma más o menos homogénea. La concentración de las hélices se muestran en la tabla 4.1.

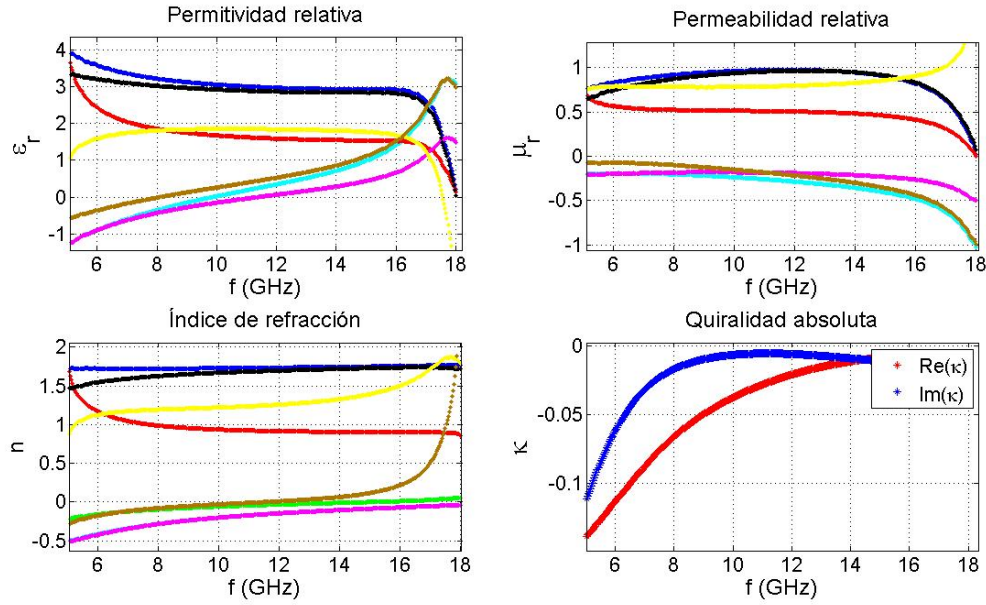


Fig. 4.7: Resultados de la caracterización de M1.

Muestra M3

La muestra M3, al igual que M1, se basa en la inclusión de hélices aleatoriamente distribuidas sobre M0. Como se puede apreciar en la tabla 4.1, la concentración de hélices es 4 veces superior a la de M1, es por esto por lo que, en principio, se espera una quiralidad 4 veces superior y unas pérdidas mayores por la mayor presencia de elementos conductores.

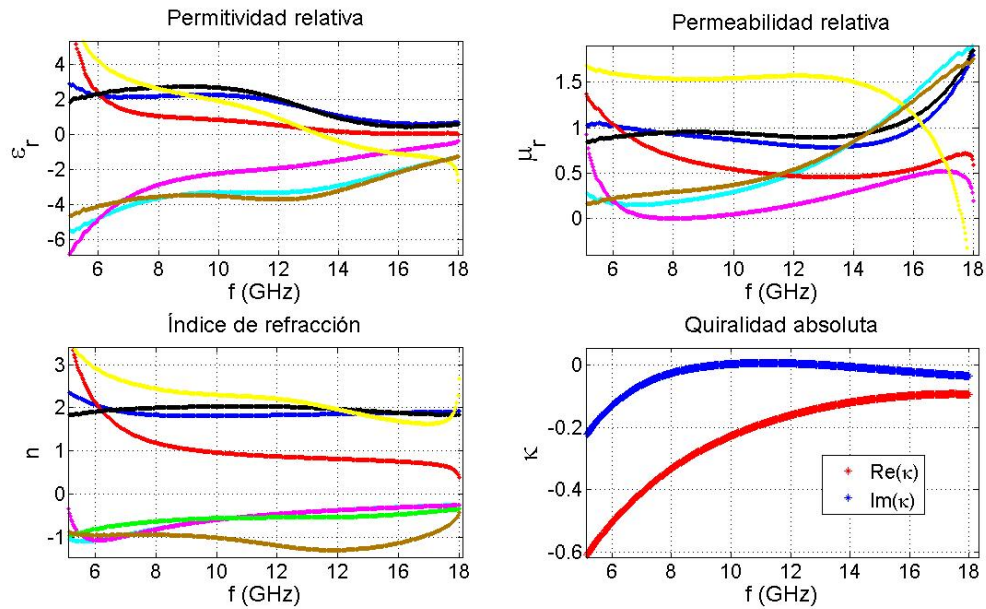


Fig. 4.8: Resultados de la caracterización de M3.

Muestra M4

La muestra M4 está basada en inclusiones de hélices sobre epoxy. En este caso, la concentración y el grosor son el doble que los de M1, es por esto que se esperan valores similares de quiralidad a los

de M3. En cuanto a las pérdidas, se espera que sean del mismo orden que las de M3.

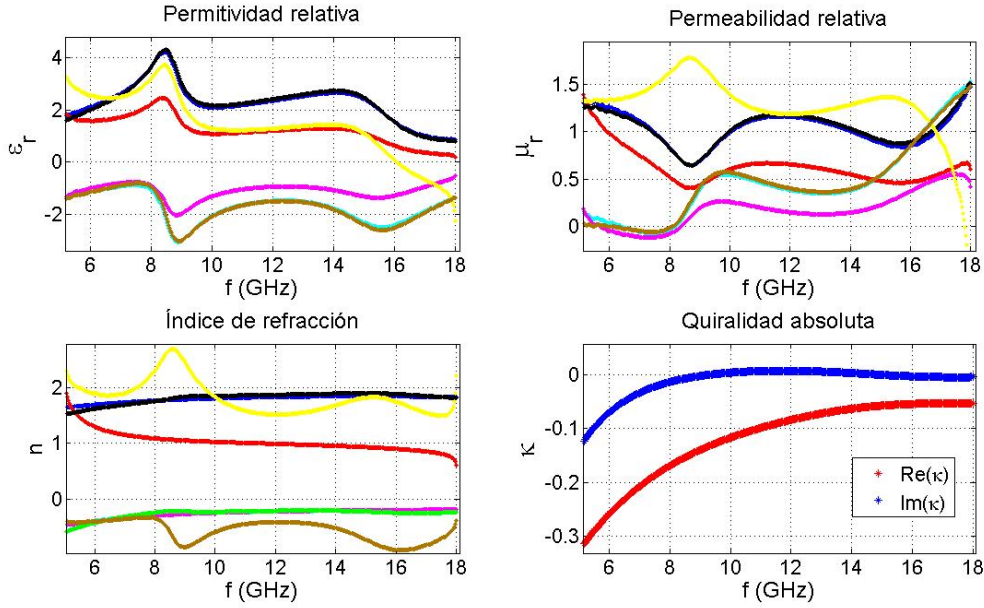


Fig. 4.9: Resultados de la caracterización de M4.

Tal y como se puede apreciar, estas muestras tienen una quiralidad relativamente baja y, por otro lado, es muy complicado realizar hélices sobre PCB de cara al uso masivo de este tipo de componentes. Es por esto por lo que el Grupo de Electromagnetismo Aplicado de la UMU pensó en utilizar una simplificación cartesiana de las hélices que son los *cranks* o manivelas [16], [7].

4.2.2 Muestras basadas en la inclusión de manivelas aleatoriamente distribuidas

El hecho de utilizar hélices aleatoriamente distribuidas tiene ciertas ventajas tales como mayores concentraciones, mayor sencillez de descripción y la existencia de un mayor número de estudios previos sobre usar manivelas. Al mismo tiempo también presenta inconvenientes como la dificultad de fabricación de las muestras y dificultad de exportar la geometría helicoidal a circuito impreso. Por estos motivos, entre otros, se decidió comenzar con el estudio de las muestras basadas en la inclusión de manivelas [7]. Las muestras a analizar serán: ML7, ML9 y ML10. Comenzaremos por la muestra ML7.

Muestra ML7

La muestra ML7 se basa en la inclusión de manivelas sobre EPOXY con una concentración de 2 manivelas por centímetro cúbico. Las manivelas para esta muestra tienen todos los segmentos iguales de 4,7 mm de longitud cada uno [15]. A partir de las medidas experimentales con la configuración 4 se obtienen los resultados de la figura 4.10. Estos resultados muestran un comportamiento más exótico que los que hemos encontrado para las muestras M1, M3 y M4.

Muestra ML9

Esta muestra es similar a la anterior salvo por la longitud de los segmentos de las manivelas [15]. En este caso la longitud de los segmentos es de 5,5 mm para los externos y de 1,6 mm para el segmento central. Se obtienen los resultados que se pueden ver en la figura 4.11.

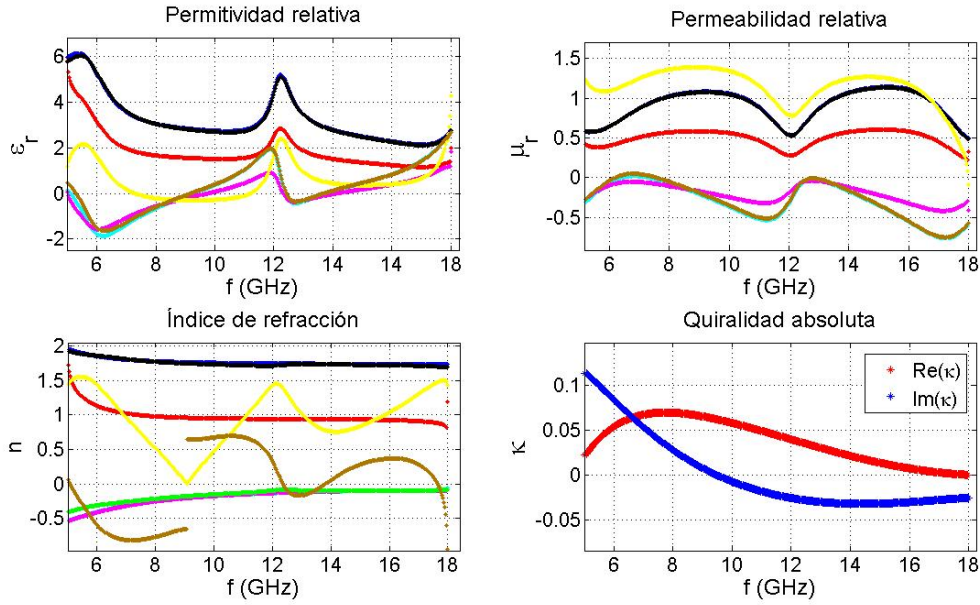


Fig. 4.10: Resultados de la caracterización de ML7.

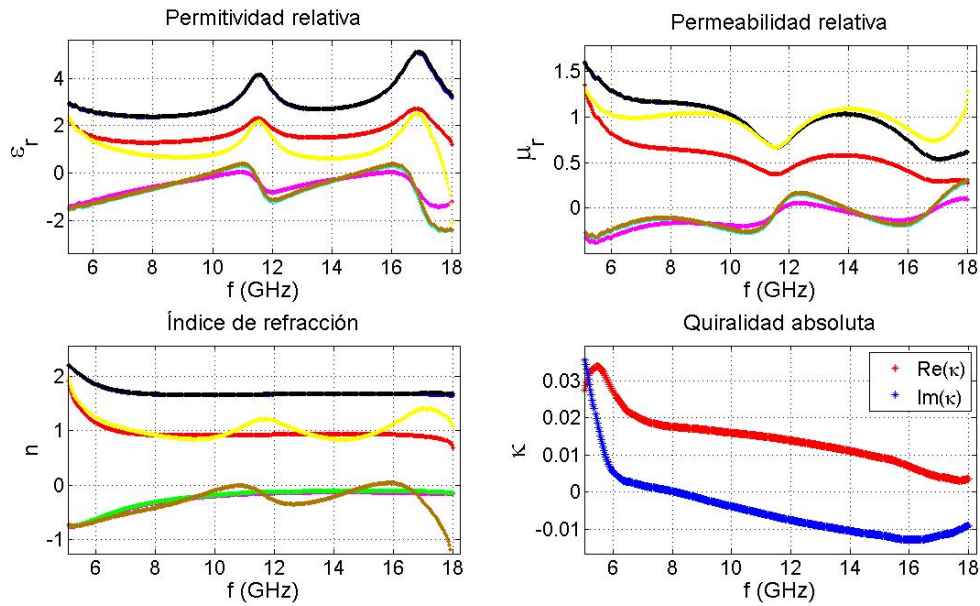


Fig. 4.11: Resultados de la caracterización de ML9.

Muestra ML10

Del mismo modo que las muestras ML7 y ML9, esta muestra también se basa en la inclusión de manivelas. En este caso, la longitud de los segmentos es de 1,6 mm uno de los extremos y 5,5 mm para el resto. El resultado de la caracterización de esta muestra se puede observar en la figura 4.12.

Vemos que en este caso, al ser prácticamente nula la parte imaginaria de la quiralidad, el algoritmo comete un error con el signo y da un salto. En cualquier caso, parece que estamos por encima de la resonancia quiral.

El valor de la quiralidad para este tipo de materiales es todavía bajo y sufren pérdidas apreciables. Para intentar maximizar el efecto de las inclusiones quirales y minimizar las pérdidas se planteó la

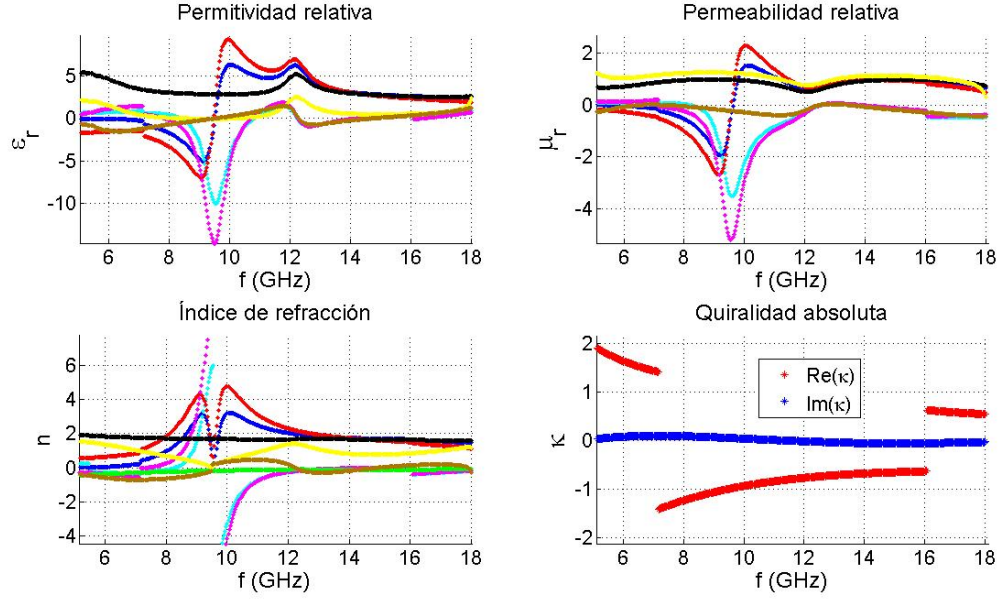


Fig. 4.12: Resultados de la caracterización de ML10.

fabricación de metamateriales basados en la inclusión de manivelas distribuidas de manera periódica sobre circuito impreso. A continuación, presentamos el comportamiento de estos metamateriales diseñados por el Grupo de Electromagnetismo Aplicado de la Universidad de Murcia en el marco de los proyectos TEC2006-13268-C03 y TEC2010-21496-C03-02 con la configuración óptima en banda X.

4.2.3 Muestras basadas en distribuciones periódicas de manivelas sobre PCB

En esta sección mostramos los resultados correspondientes a las muestras que se basan en la inclusión de manivelas de manera ordenada (periódica) sobre FR4, que es un sustrato habitual para la creación de circuitos impresos. Utilizaremos la configuración óptima con las antenas rectangulares (banda X) por no disponer del espejo lo suficientemente grande como para garantizar que el *spot* es inferior a 12 cm y estemos en situación de despreciar los efectos de difracción en los bordes. Para tener una idea del comportamiento de los metamateriales que se diseñan sobre este sustrato, se procedió a la caracterización del mismo.

Estas muestras a su vez las dividimos en dos tipos: 2CR y 4CR.

- Las muestras 2CR consisten en dos manivelas insertadas en el sustrato. Las muestras de este tipo y sus características se pueden ver en la tabla 4.2 y en la figura 4.13.

Muestra	$D_1 = D_2$ (mm)	$D'_1 = D'_2$ (mm)	$l_1 = l_2$ (mm)	l_3 (mm)	w (mm)
ML55	4,0	4,0	3,0	2,4	0,6
ML56	4,0	8,0	3,0	2,4	0,6
ML60	4,0	4,0	3,5	2,4	0,6
ML61	4,0	8,0	3,5	2,4	0,6
ML70	4,5	5,0	3,5	2,4	0,6

Tabla 4.2: Muestras 2CR y sus características.

- Las muestras 4CR, por su parte, consisten en juegos de 4 manivelas insertadas en el sustrato, formando algo parecido a celdas cuadradas en las caras del mismo. Podemos ver el esquema de fabricación de estas muestras en la figura 2.10. Los parámetros de fabricación de estas muestras

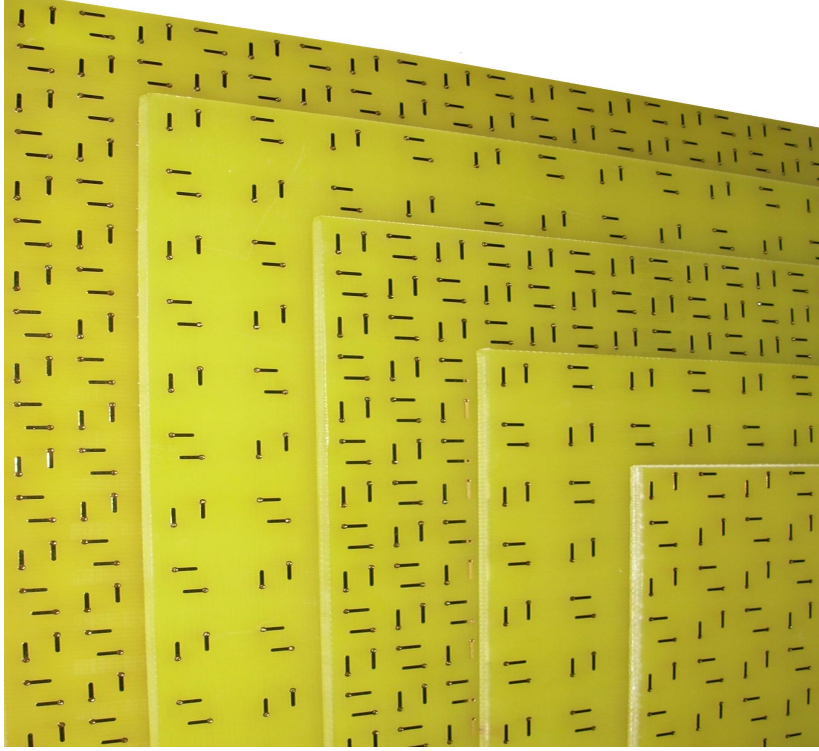


Fig. 4.13: Muestras 2CR, de izquierda a derecha: ML55, ML56, ML60, ML61 y ML70.

están expuestos en la tabla 4.3. También podemos observar el aspecto de estas muestras en la figura 4.14.

Muestra	$D_1 = D_2$ (mm)	$D'_1 = D'_2$ (mm)	$l_1 = l_2$ (mm)	l_3 (mm)	w (mm)
ML50	4,0	4,0	3,0	2,4	0,6
ML66	4,0	4,0	3,0	2,4	0,6
ML57	4,0	6,0	3,0	2,4	0,6
ML58	4,0	8,0	3,0	2,4	0,6
ML64	4,0	11,5	3,0	2,4	0,6
ML62	4,5	4,5	3,5	2,4	0,6
ML63	4,5	9,0	3,5	2,4	0,6
ML67	4,5	13,5	3,5	2,4	0,6

Tabla 4.3: Muestras 4CR y sus características.

Debemos notar que estas muestras son simétricas respecto a un eje perpendicular al plano que forman las mismas, es decir, el comportamiento no depende de la orientación de la muestra siempre y cuando mantengamos incidencia normal.

Por último, existe una muestra que no encaja en ninguno de estos tipos, esta muestra es la ML52 que consiste en un conjunto de manivelas ordenadas tal y como se muestra en la figura. Al no ser simétrica en el plano de incidencia (plano XY) sus propiedades dependen de la orientación que se escoja a la hora de realizar las medidas.

Muestra FR4

Los resultados de la caracterización del sustrato FR4 de $15 \text{ cm} \times 15 \text{ cm}$ y 2.8 mm de grosor se muestran en la figura 4.15. Vemos que los resultados que hemos obtenido son similares a los que se conocen para este material [28].

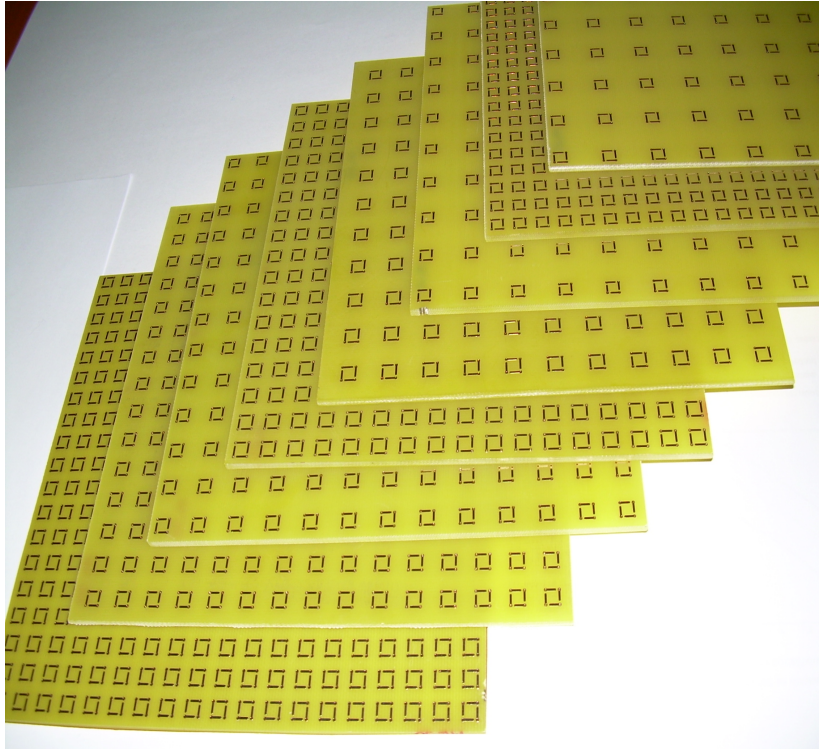


Fig. 4.14: Muestras 4CR. De izquierda a derecha: ML50, ML57, ML58, ML62, ML63, ML64, ML66 y ML67.

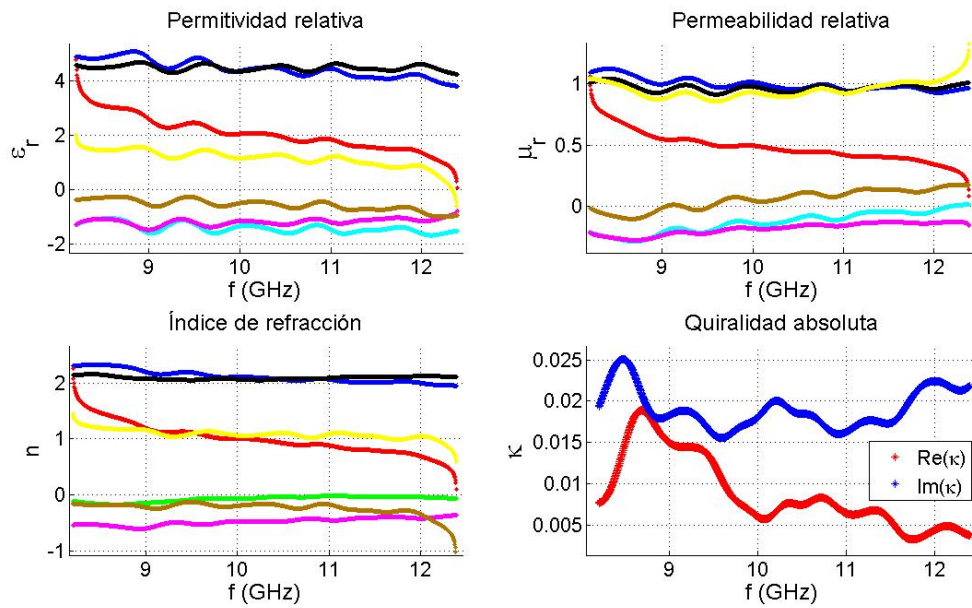


Fig. 4.15: Resultados de la caracterización del FR4.

Muestra ML50

La muestra ML50 es del tipo 4CR. Sus características las podemos encontrar en la tabla 4.3. Es la única muestra 4CR cuyas manivelas van a izquierdas (left-handed), lo que implica una parte real de la quiralidad negativa, tal y como se ve en la figura 4.14. Al igual que para la muestra FR4 medimos en la configuración óptima con las antenas rectangulares en banda X. Aplicando los distintos algoritmos que se han tratado en este trabajo se obtienen los resultados de la figura 4.16.

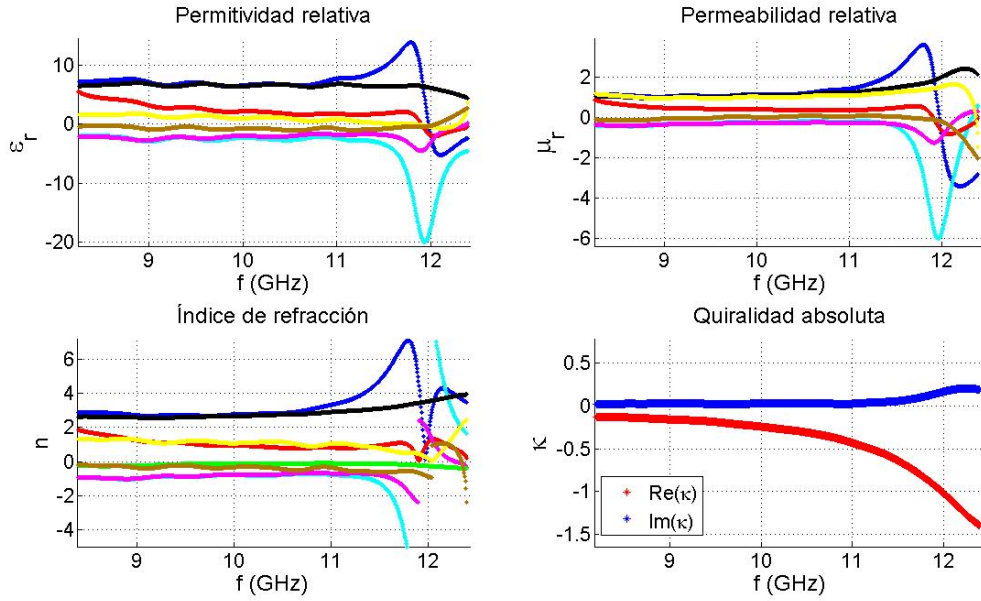
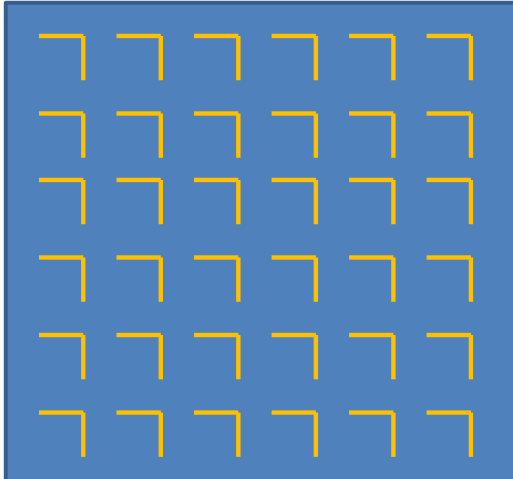


Fig. 4.16: Resultados de la caracterización de ML50.

Muestra ML52

La muestra ML52, tal y como se ha mencionado anteriormente, es un tanto especial. Sus propiedades dependen de la orientación que se escoja. Es por esto que medimos en dos orientaciones, que llamaremos 0° y 90° (ver figura 4.17) cuyos resultados se muestran en las figuras 4.18 y 4.19.

ML52 orientación 0°



ML52 orientación 90°

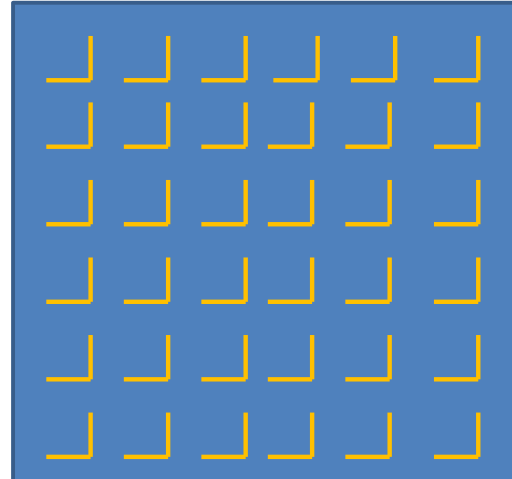
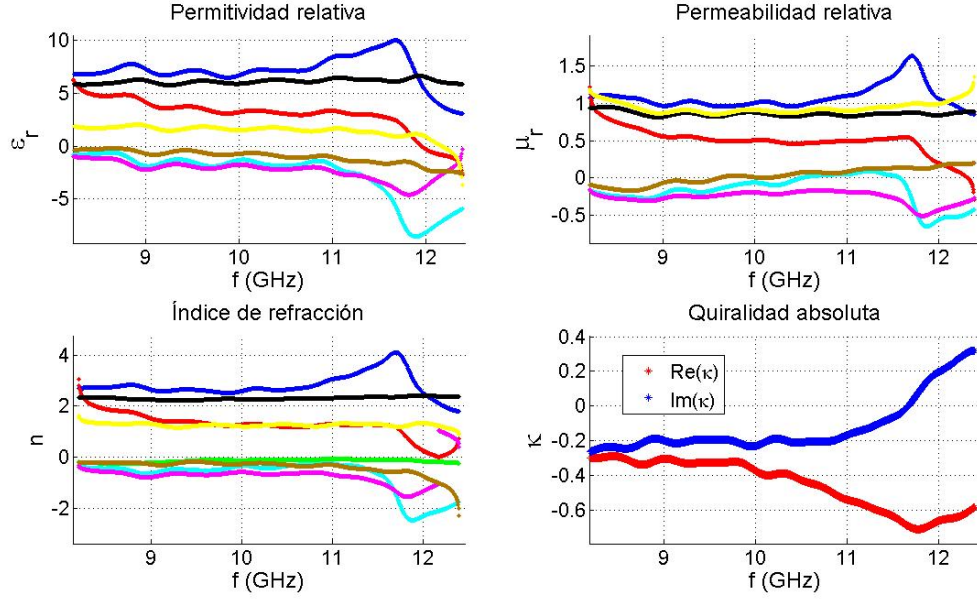
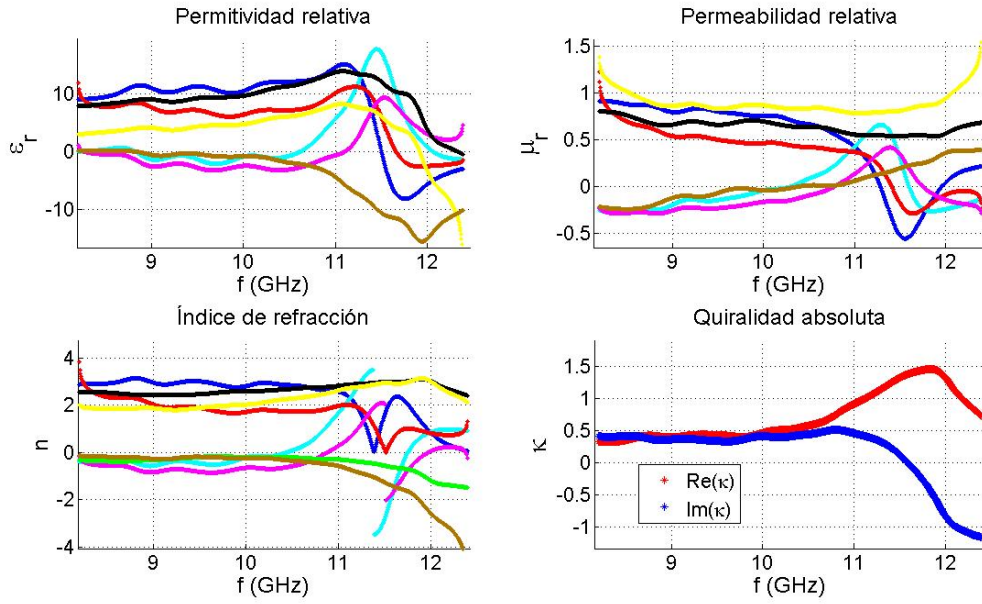


Fig. 4.17: Esquema de las orientaciones de medida de ML52.

De estos resultados no podemos extraer ninguna conclusión, a priori, del comportamiento de ML52. Serán necesarias más pruebas que se realizarán como parte de trabajos futuros.

Muestra ML55

La muestra ML55 es del tipo 2CR. Sus características se muestran en la tabla 4.2. Aplicando los algoritmos que se tratan en este documento a las medidas que se realizaron usando la configuración

Fig. 4.18: Resultados de la caracterización de ML52 para la orientación a 0° .Fig. 4.19: Resultados de la caracterización de ML52 para la orientación a 90° .

óptima con las antenas rectangulares en banda X se obtienen los resultados de la figura 4.20.

En este caso vemos que la resonancia quiral queda fuera de la banda de estudio.

Muestra ML56

ML56 es una muestra muy similar a ML55. Es una muestra del tipo 2CR cuyas características se presentan en la tabla 4.2. Tras las medidas realizadas con el mismo montaje que en casos anteriores y la aplicación de los distintos algoritmos obtenemos los resultados de la figura 4.21.

En este caso se observa una pequeña resonancia de tipo Lorentz al final de la banda. La frecuencia de resonancia es aproximadamente de 11,9 GHz.

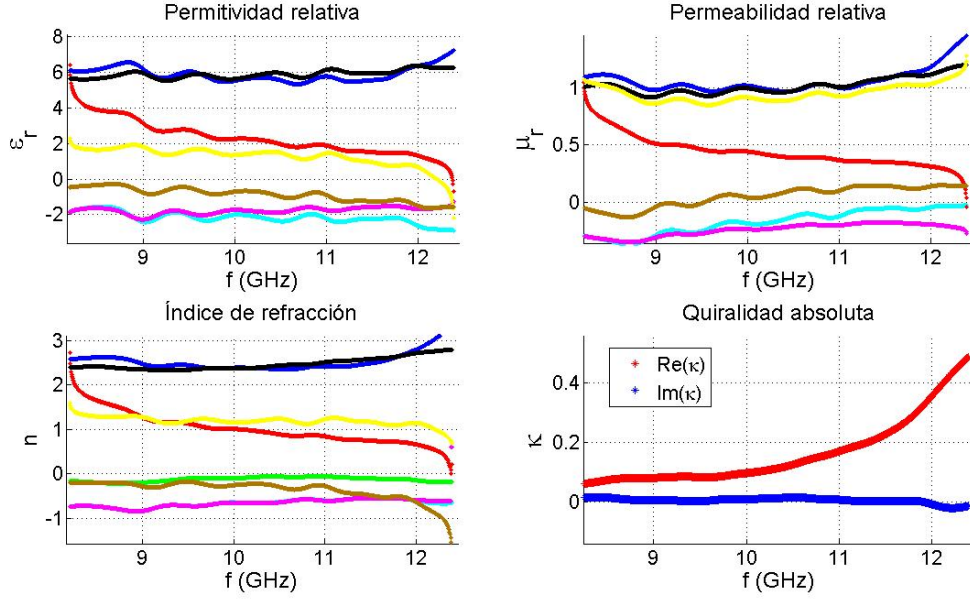


Fig. 4.20: Resultados de la caracterización de ML55.

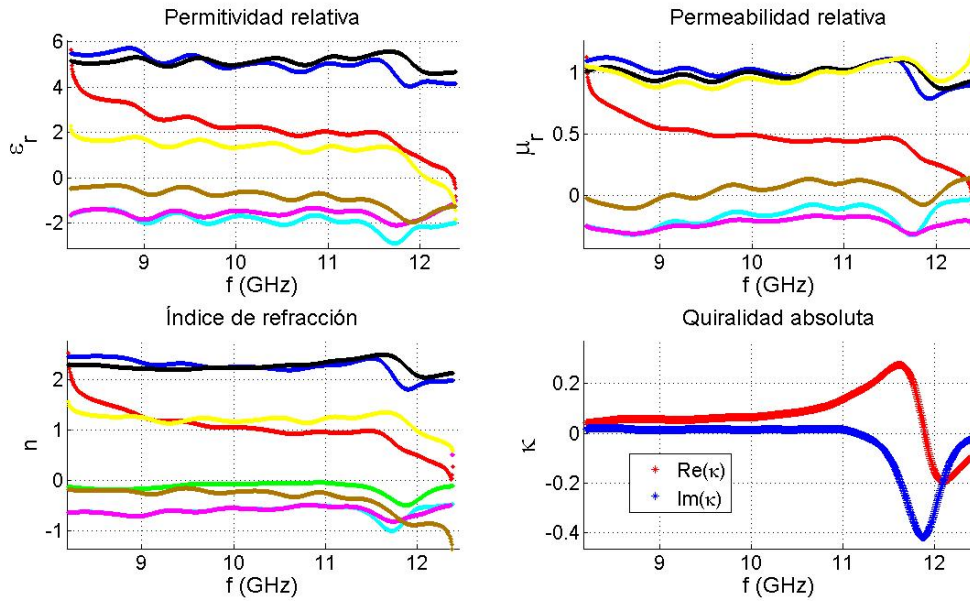


Fig. 4.21: Resultados de la caracterización de ML56.

Muestra ML57

Esta muestra es del tipo 4CR. Sus características se pueden consultar en la tabla 4.3. Es muy similar a la muestra ML50, pero la diferencia en la separación de las manivelas influye en su comportamiento. Esto lo podemos ver en la figura 4.22, donde se muestran los resultados de la caracterización que hemos llevado a cabo usando la misma configuración que en casos anteriores.

Con uno de los algoritmos, el de Varadan-Ro, se tiene una resonancia, sin embargo, con el nuestro parece que la resonancia está por encima de la banda de estudio. Este último parece tener un comportamiento más de acuerdo con la quiralidad.

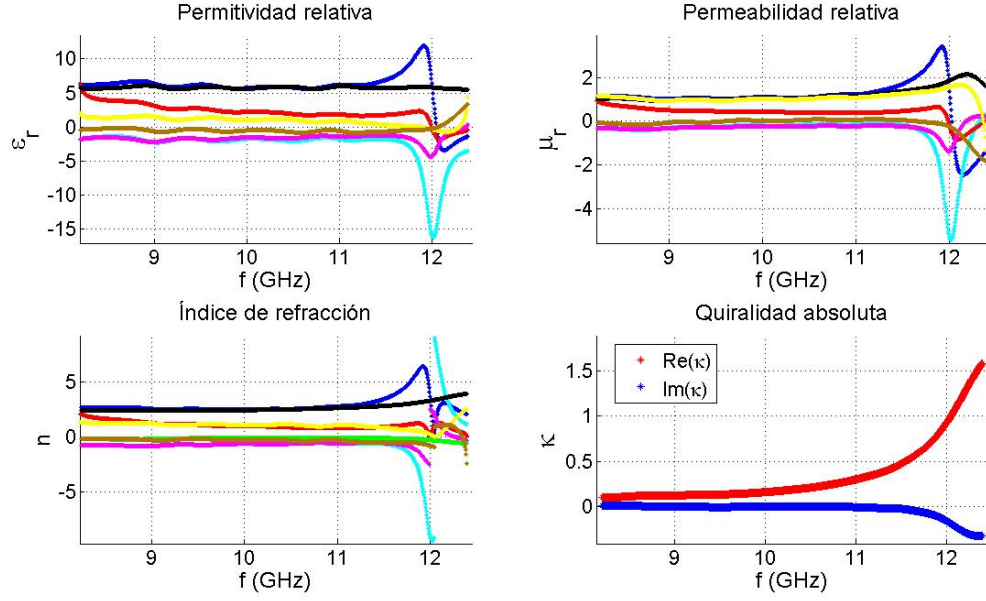


Fig. 4.22: Resultados de la caracterización de ML57.

Muestra ML58

En este caso analizamos la muestra ML58 en las mismas condiciones que las anteriores. Esta muestra es del tipo 4CR, muy similar a la anterior. Los resultados de la caracterización se pueden observar en la figura 4.23.

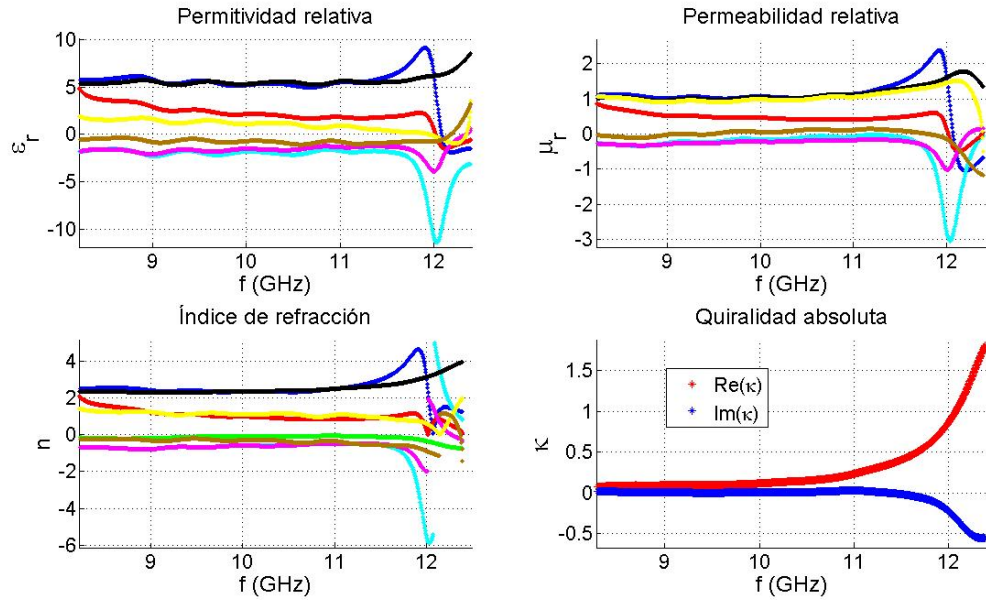


Fig. 4.23: Resultados de la caracterización de ML58.

Para esta muestra ocurre algo similar a la anterior. El algoritmo de Varadan-Ro muestra una resonancia que parece tener lugar a frecuencias más altas.

Muestra ML60

La muestra ML60 es del tipo 2CR con las dimensiones vistas anteriormente en la tabla 4.2. Los resultados de la caracterización se muestran en la figura 4.24.

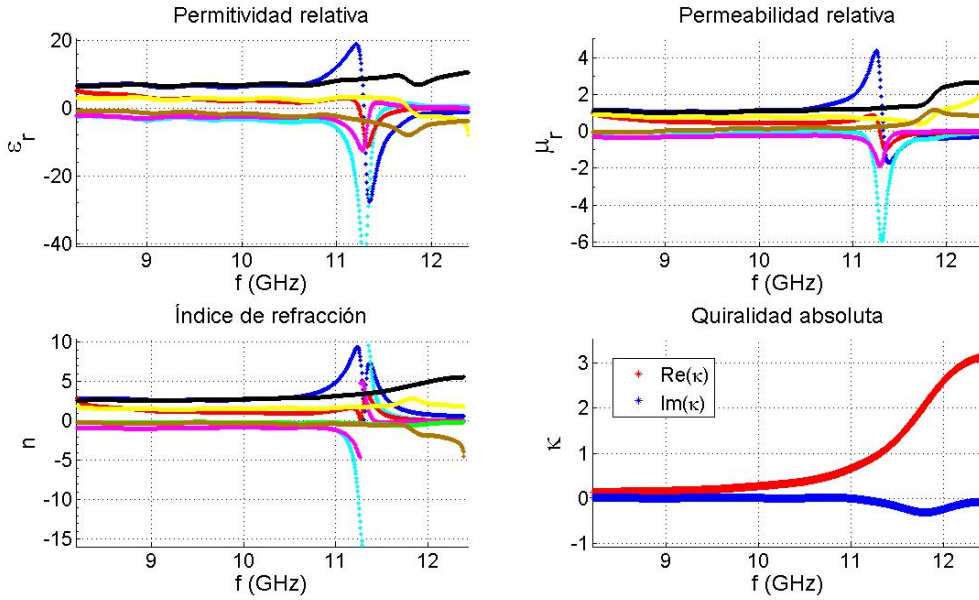


Fig. 4.24: Resultados de la caracterización de ML60.

Los resultados muestran una pequeña resonancia al final de la banda de estudio a una frecuencia de aproximadamente 11,8 GHz.

Muestra ML61

Esta muestra, ML61, es muy similar a la muestra ML60. De hecho la única diferencia entre ambas es la separación entre manivelas que en este caso es el doble de la separación presente en ML60. Dicho de otra forma, la muestra ML61 tiene una concentración de inserciones quirales que es la mitad de la concentración presente en ML60.

En los resultados de la caracterización de esta muestra (ver figura 4.25) se observa una resonancia quiral clara a 11 GHz. Este hecho parece indicar que la frecuencia de resonancia es proporcional a la concentración. También puede verse como que la frecuencia de resonancia es inversamente proporcional a la separación entre manivelas, algo que también aparecía en las muestras ML55 y ML56.

Muestra ML62

La muestra ML62 es del tipo 4CR. Podemos ver su aspecto en la figura 4.5. Esta muestra se usó anteriormente para ver efectos que producían los distintos tipos de gating sobre las medidas (ver figura 2.11). Los resultados que se obtienen en la configuración óptima para el montaje con antenas rectangulares en banda X se muestran en la figura 4.26.

Los resultados son difíciles de interpretar a priori, ya que parece que tiene un comportamiento muy distinto al resto de muestras que, tras la resonancia volvían a valores bajos de permitividad y permeabilidad. Este comportamiento anómalo es consecuencia de una segunda resonancia más o menos cercana a la banda de estudio, según simulaciones llevadas a cabo y algunas medidas de ángulos de rotación, la segunda resonancia aparece a una frecuencia aproximada de 14 GHz. En cambio, la frecuencia de la primera resonancia vemos que es de unos 11.1 GHz.

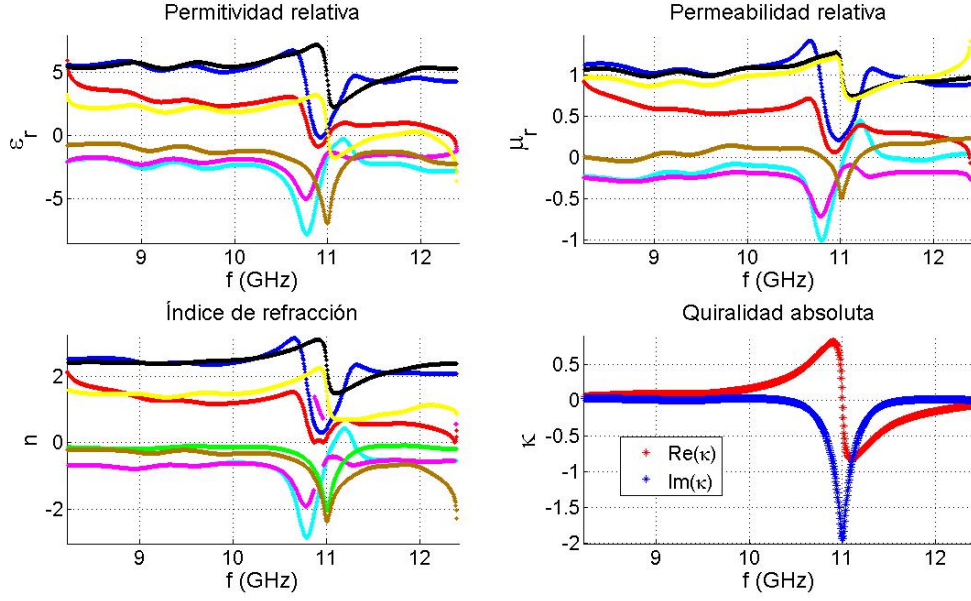


Fig. 4.25: Resultados de la caracterización de ML61.

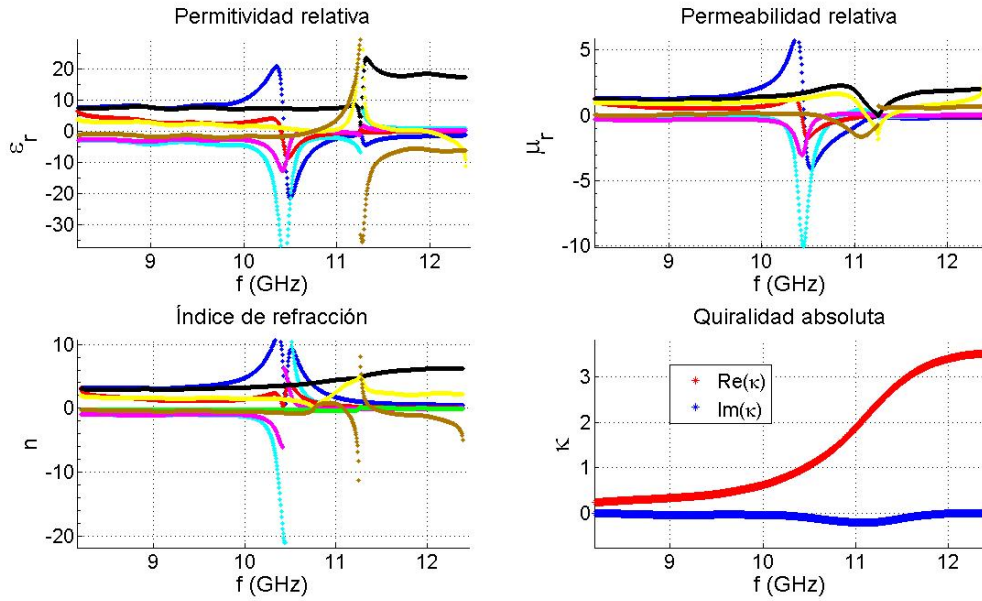


Fig. 4.26: Resultados de la caracterización de ML62.

Muestra ML63

La muestra ML63 es muy similar a la ML62, de hecho ambas son del tipo 4CR y comparten la mayoría de características. De hecho el único parámetro que cambia es la distancia entre celdas. En el caso de ML63 es dos veces la separación que encontramos en ML62, tal y como se ve en la tabla 4.3.

Los resultados de la caracterización de esta muestra los podemos encontrar en la figura 4.27. Estos resultados están de acuerdo con la hipótesis de que la frecuencia de resonancia es inversamente proporcional a la separación entre celdillas, que hemos formulado anteriormente. Además tiene un comportamiento muy parecido a ML62, no vuelve a valores bajos de permitividad, debido a la presencia de una segunda resonancia por encima de la banda X aunque muy cercana.

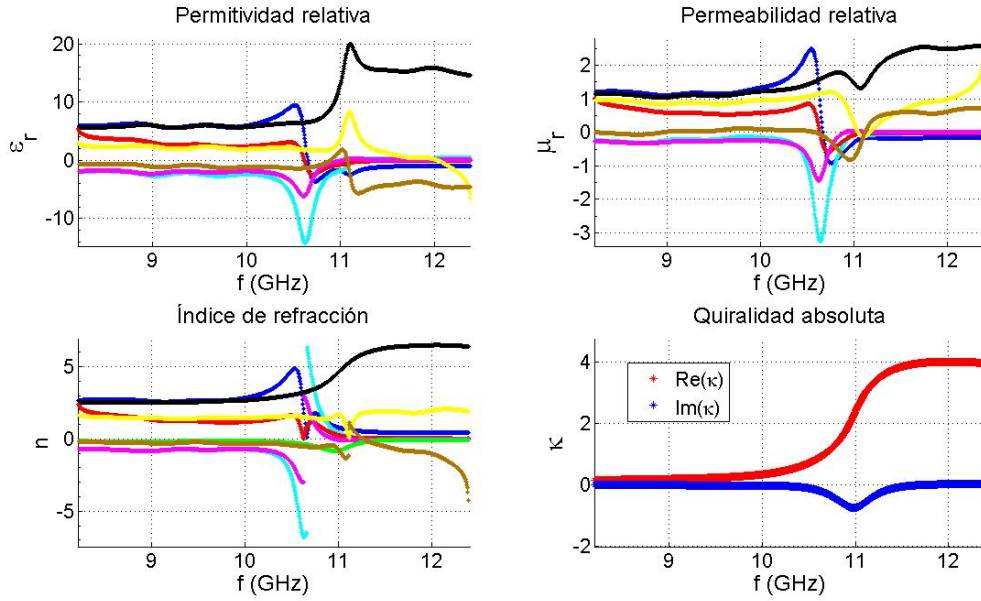


Fig. 4.27: Resultados de la caracterización de ML63.

Muestra ML64

Nos centramos ahora en analizar la muestra ML64 que es del tipo 4CR. Los parámetros de diseño de esta muestra se encuentran en la tabla 4.3.

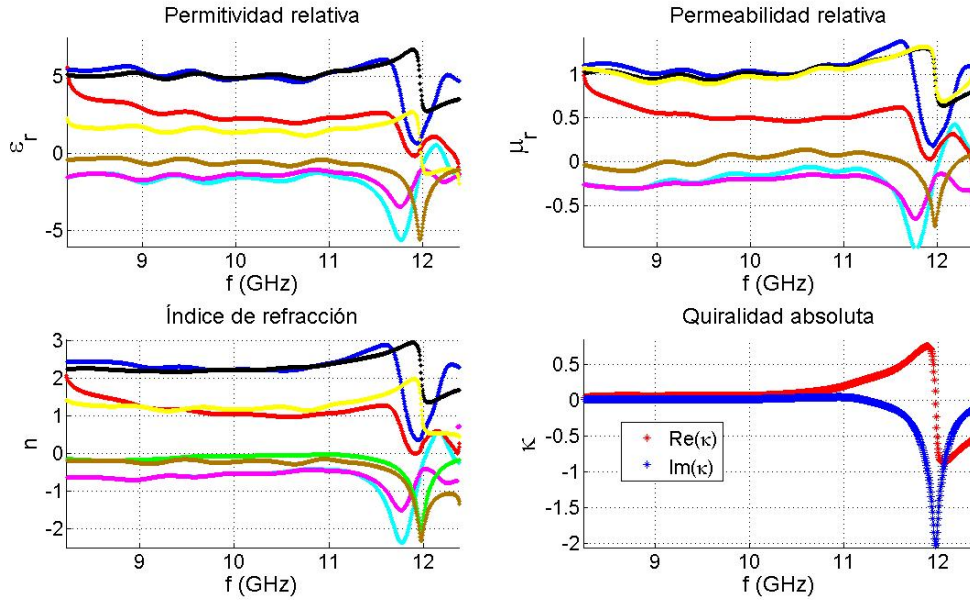


Fig. 4.28: Resultados de la caracterización de ML64.

Los resultados de la caracterización de la figura 4.28 muestran que tiene lugar una resonancia a una frecuencia de 12,0 GHz.

Muestra ML66

La muestra ML66 es del tipo 4CR. Es idéntica a ML50 salvo por la orientación de las manivelas, que en este caso es a derechas (right-handed).

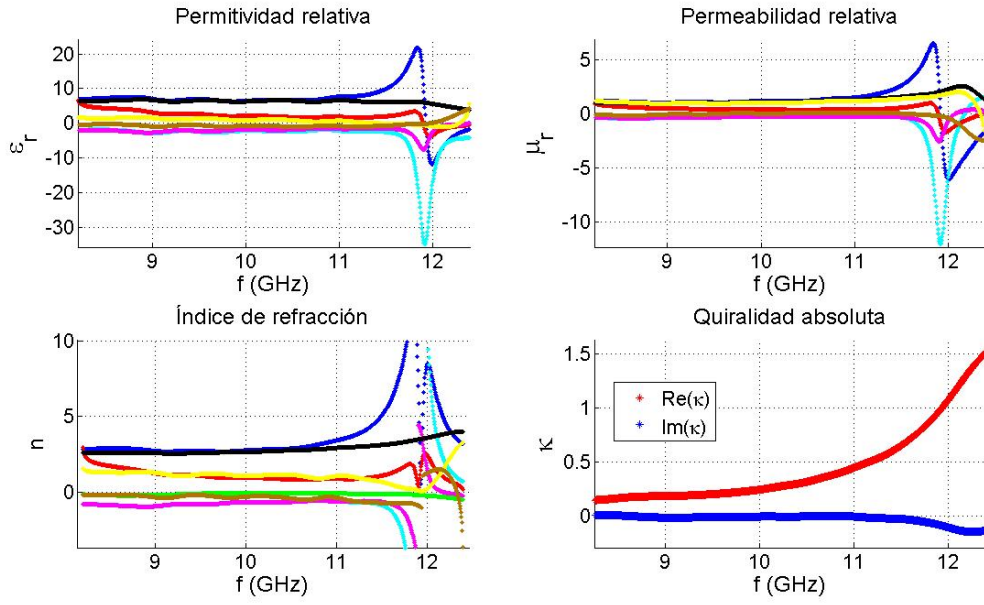


Fig. 4.29: Resultados de la caracterización de ML66.

Si comparamos el comportamiento de esta muestra (figura 4.29) con el de la muestra ML50 (figura 4.16), se observa que es prácticamente idéntico salvo por el signo de la quiralidad.

Muestra ML67

La muestra ML67, es de la misma familia que ML62 y ML63 salvo que la distancia entre celdillas de manivelas es mayor. Los parámetros de construcción se pueden ver en la tabla 4.3.

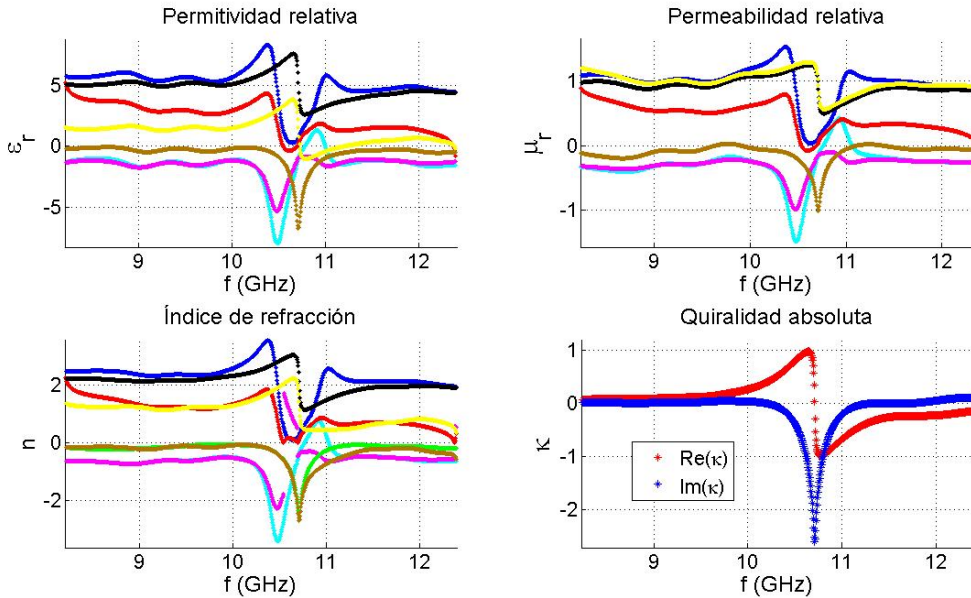


Fig. 4.30: Resultados de la caracterización de ML67.

Los resultados de la caracterización, llevada a cabo del mismo modo que para muestras anteriores, se muestran en la figura 4.30. Vemos que la resonancia en este caso, se da a una frecuencia menor que en el caso de ML62 y ML63. Por otra parte, se elimina el efecto de la segunda resonancia.

Muestra ML70

Por último, en la figura 4.31, se muestran los resultados correspondientes a la caracterización de ML70, que es del tipo 2CR y cuyas características de diseño se encuentran en la tabla 4.2.

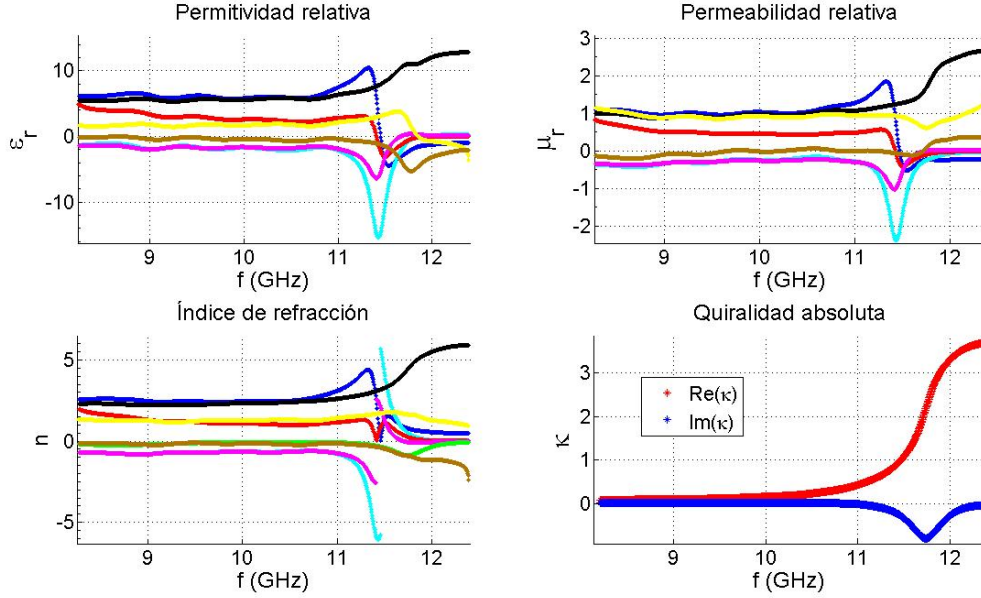


Fig. 4.31: Resultados de la caracterización de ML70.

En el caso de ML70, encontramos una resonancia quiral del mismo estilo que para ML62 y ML63, a pesar de ser una muestra de otro tipo. La frecuencia de resonancia en este caso es de aproximadamente 11,75 GHz.

En este capítulo hemos presentado los resultados de la caracterización de distintas muestras basadas en inclusiones quirales. Estos resultados muestran que los materiales con mayor interés a la hora de su aplicación práctica son, por sus menores pérdidas y resonancias más acusadas, los metamateriales basados en la inclusión de quirales distribuidos de manera periódica, formando redes ordenadas. Además de las ventajas citadas, estas estructuras tienen otras ventajas añadidas como son la facilidad en la fabricación, bajo coste y menor tamaño.

El hecho de ser estructuras periódicas parecería, en principio, facilitar su estudio teórico. Esto es cierto, en parte, ya que se podrían extender técnicas de Física de Estado Sólido para este campo, pero por otro lado, las propiedades y comportamiento electromagnéticos de este tipo de redes no ha sido estudiada con anterioridad y, debido a la complejidad de estas redes, podrían aparecer efectos de acoplamientos entre celdas y otros fenómenos que aumentan extraordinariamente el estudio teórico de estos metamateriales.

Capítulo 5

Conclusiones y futuras líneas de actuación

En este trabajo hemos presentado el análisis del sistema experimental de caracterización de materiales por el método de onda libre. Se presentan mejoras del sistema experimental y, asimismo, un nuevo algoritmo de inversión de parámetros que comparamos con otros algoritmos como el de [24] obteniendo resultados satisfactorios. Por último, se han caracterizado metamateriales cuyos parámetros eran desconocidos, lo que es de gran utilidad para futuras aplicaciones de los mismos. También se han analizado distintas configuraciones del sistema experimental, obteniendo la configuración óptima:

- Espejo: Sí.
- Rango de medida: de 5 a 18 GHz.
- Distancia entre antenas $d_{ant} \approx 60$ cm, es decir, la emisora un foco del espejo, la otra en la posición donde reciba máxima señal y la muestra en el otro foco del espejo.
- Realizar dos medidas: una con TD con *gating* máximo y *windowing* mínimo y otra sin TD y realizar un suavizado.

Por otra parte, tal y como se ha comentado, no podemos llevar a cabo medidas con esta configuración por no disponer de un espejo lo suficientemente grande para las nuevas antenas, o equivalentemente, no disponer de muestras PCB lo suficientemente grandes para usar el espejo disponible. Para realizar medidas con esta configuración óptima usando el espejo del que se dispone, las muestras deben tener un tamaño superior a 20 cm de lado (actualmente se disponen de muestras de 15 cm de lado) para asegurar que no aparecen efectos de difracción en los bordes.

Como parte de futuros trabajos, cabe destacar que todavía se pueden realizar numerosas mejoras en el sistema experimental como puede ser la adición de material anecoico para eliminar parte de ruido, o la mejora del portamuestras para eliminar la incertidumbre en la posición de referencia de reflexión. Otra mejora o complemento es el estudio de estas muestras por la técnica de medida en guía-onda, que ya se está llevando a cabo. Por otra parte, también sería interesante el modelado teórico o numérico de estos metamateriales, es decir, conocer de antemano los parámetros constitutivos del metamaterial a partir de los parámetros de construcción del mismo, por ejemplo, en el caso de redes periódicas, sería conocer ϵ, κ, μ a partir de la permitividad y permeabilidad del sustrato, conductividad de los elementos de la red, tamaño de celda, de sus elementos y separación de las mismas, si bien, cabe destacar que la caracterización analítica de estos materiales es algo muy complicado porque para llevarlo a cabo hay que tener en cuenta un gran número de parámetros, o realizar multitud de aproximaciones que restarían precisión al modelo. En primera instancia, es más probable a corto plazo una caracterización numérica de este tipo de metamateriales.

Apéndice A

Algoritmo de Inversión de parámetros

A continuación se presenta el algoritmo en código **MATLAB** que hemos utilizado para la realización del presente trabajo.

```
function [NI]=NuevoInversion(Nvueltas)

num=0; %número de vueltas para algoritmo Varadan-Ro
inter='no'; %Interpola los datos 'si' o 'no'
FILE='NuevoInversion.m';

%CONSTANTES

a2r=pi/180;
r2a=180/pi;
Cluz=299792458;

%L=4.85e-3;          %grosor de las muestras MX medidas antiguas (m)
%L=5.76e-3;          %grosor de las muestras MX medidas antiguas II (m)
%L=6.63e-3;

%GROSOR DE MUESTRAS MEDIDAS CON CALIBRE VERTICAL (m)

%L=5.26e-3; %Muestra M0   err=0.07e-3 m
%L=4.63e-3; %Muestra M1   err=0.04e-3 m
%L=4.63e-3; %Muestra M3   err=0.04e-3 m
%L=9.50e-3; %Muestra M4   err=0.07e-3 m
%L=15.70e-3; %Muestra ML0 err=0.08e-3 m
%L=14.43e-3; %Muestra ML7 err=0.13e-3 m
%L=15.63e-3; %Muestra ML9 err=0.14e-3 m
%L=14.83e-3; %Muestra ML10 err=0.07e-3 m
L=2.80e-3; %Muestra ML62 err=0.05e-3 m

%Número de puntos del analizador

%Npuntos=401;
%Npuntos=6401; %Medidas 11_02_11
Npuntos=801; %Medidas de TesisTFM

%[f,R, TCO, TCR, TT]=SimulaMedidas(L);

[f,R, TCO, TCR]=LeeMedidas('ML70TD_', Npuntos,L);
```

```

figure(1);
plot(f,abs(TCO),f,abs(TCR),f,abs(R)); title('Medidas','FontSize',18);
xlabel('f (Hz)','FontSize',18);

ylabel('Mod (Absolute Magnitude)','FontSize',18); grid on;
legend('TCO','TCR','R');
set(gca,'FontSize',16);

TT=(TCO.^2 + TCR.^2);
Tpp = TCO + j*TCR;
Tmm = TCO - j*TCR;

figure(2);
plot(f,phase(TCR),'b.',f,phase(TCO),'gs',f,phase(R),'r-');
title('Phase','FontSize',18);
legend('TCR','TCO','R');grid on; hold on;
xlabel('f (Hz)','FontSize',18); ylabel('Phase (rad)','FontSize',18);
set(gca,'FontSize',16);

anguloT = 1/2*(angle(Tpp)+angle(Tmm)); %Correc. errores Coef Transmisión
anguloT=corrangulo(anguloT,pi); % corrección ángulo salto de pi
moduloT=sqrt(abs(Tpp).*abs(Tmm));
T = moduloT.*cos(anguloT)+ i*moduloT.*sin(anguloT);
Npuntos=length(f);
Df=f(2)-f(1);

%-Empieza la inversion

MJ1 = (-(TT-R.*R - 1) + sqrt( (TT -R.*R -1).^2 - 4*R.*R ) ) ./ (2*R);
MJ2 = (-(TT-R.*R - 1) - sqrt( (TT -R.*R -1).^2 - 4*R.*R ) ) ./ (2*R);
z1=sqrt(((1+R).^2-T.^2)./((1-R).^2-T.^2));
z2=-z1;
for it=1:Npuntos
    if abs(MJ1(it))<1
        MJ(it,1)=MJ1(it);
    elseif abs(MJ2(it))<1
        MJ(it,1)=MJ2(it);
    else fprintf('\n\nMJ NO ENCONTRADO\n\n\n');
    end
end

zz=z1.'; %Calculamos la impedancia por otro método más

PP = (R-MJ)./(R.*MJ.^2 - MJ);
IndiceRefrac=j*Cluz./(4*pi*f*L).*log(abs(PP))-Cluz.*phase(PP)./(4*pi*f*L)...
-Cluz.*Nvueltas./(2*f*L);
[IndiceRefrac2]=CalculaIndiceRefrac(PP, f, L, Nvueltas);
K0=2*pi*f/Cluz;
K2=K0.*IndiceRefrac2;
etar_out=(1+MJ)./(1-MJ);

permitividad = IndiceRefrac2./etar_out;
permeabilidad= IndiceRefrac2.*etar_out;
permi2=transpose(IndiceRefrac2)./zz;
perme2=transpose(IndiceRefrac2).*zz;
%quiralidad = -log(Tpp./T) ./ (j*K2*L); %Quiralidad relativa
quiralidad = -log(Tpp./T)./(j*K0*L); %Quiralidad absoluta

```

```

figure(3); plot(f,real(etar_out),'b.',f,imag(etar_out),'g. ');
title('Impedancia','FontSize',18); xlabel('f (Hz)','FontSize',18);
ylabel('\eta_{r}','FontSize',18);
legend('Re(\eta_{r})','Im(\eta_{r})'); grid on;
set(gca,'FontSize',16);

figure(4);
hold on;
plot(f, real(IndiceRefrac2), 'b.', f, imag(IndiceRefrac2),'c. ');
legend('Re(n)','Im(n)'); title('n','FontSize',18); xlabel('f (Hz)','FontSize',18);
ylabel('n','FontSize',18); grid on;
set(gca,'FontSize',16);

figure(5);
subplot(1,2,1);hold on; plot(f,real(permitividad),'b.',f,imag(permitividad),'r.',...
f,real(permeabilidad),'k.',f,imag(permeabilidad),'g. ');
legend('Real(\epsilon_{r})','Imag(\epsilon_{r})','Real(\mu_{r})','Imag(\mu_{r})'); grid on;
xlabel('f (GHz)','FontSize',18); ylabel('\epsilon_{r}, \mu_{r}','FontSize',22);
set(gca,'FontSize',16);
set(gca,'XTickLabel',[f(1)/1E9:f(Npuntos)/1E10:f(Npuntos)/1E9]);
subplot(1,2,2);hold on; plot(f,real(quiralidad),'y.',f,imag(quiralidad),'k. ');
legend('Real(\kappa_{r})','Imag(\kappa_{r})'); grid on;
xlabel('f (GHz)','FontSize',18); ylabel('\kappa_{r}','FontSize',22);
set(gca,'FontSize',16);
set(gca,'XTickLabel',[f(1)/1E9:f(Npuntos)/1E10:f(Npuntos)/1E9]);

%Kramers-Kronig DBF

mu0=4.*pi.*10^(-7);
epsi0=8.854187817.*10^(-12);
eta_0=sqrt(mu0/epsi0);
eta=etar_out*eta_0;
w=2.*pi.*f;

alpha=-log(abs(T))./L;
betam=(-phase(T)+2*pi*num)./L; %Ro, Varadan

al=0; %Orden del armónico (usar 0 ó 1)
Deltaw=w(2)-w(1);
omega=w;
omega1=omega(100);

imchi=Cluz./omega.*alpha;
imchi=imchi';
imchie2=imag(permitividad);
imchie2=-imchie2';
imchim2=imag(permeabilidad);
imchim2=-imchim2';

rechi=kkrebook2(omega,imchi,al); %Calcula el valor principal de la integral V. Lucarini

%Comprobamos si nuestro algoritmo cumple las relaciones de K-K

rechie2=kkrebook2(omega,imchie2,al);

```

```

rechim2=kkrebook2(omega,imchim2,a1);

%Versión mejorada a partir de las SSKK relations

%rechie2=sskkrebook2(omega,imchie2,omega1,rechie2);

%rechim2=sskkrebook2(omega,imchim2,omega1,rechim2);

epsilon=1+rechie2'-j*imchie2';
mu=1+rechim2'-j*imchim2';
indicer2=sqrt(mu.*epsilon);

%indicer2=indicer2';
betakk=omega/Cluz+rechi'*.omega/Cluz;
%betakk=betakk';

gamma1=alpha+j.*betam;
gamma2=alpha+j.*betakk;
epsi1=gamma1./(j.*w.*eta);
epsi2=gamma2./(j.*w.*eta);
mu1=gamma1.*eta./(j.*w);
mu2=gamma2.*eta./(j.*w);

%Los parámetros que hemos hallado nosotros están en el sistema LS

epsi4=permitividad;
mu4=permeabilidad;
epsi5=epsilon;
mu5=mu;
%Cambio estos a DBF

%epsi4=epsi4.*(1-quiralidad.^2./IndiceRefrac2.^2);
%mu4=mu4.*(1-quiralidad.^2./IndiceRefrac2.^2);

epsi4=epsi4.*(1-quiralidad.^2);
mu4=mu4.*(1-quiralidad.^2);

%Cambio a parámetros de Sihvola-Lindell

convLS='si';
if(convLS=='si')
%epsi1=epsi1./(1-quiralidad.^2./IndiceRefrac2.^2);
%epsi2=epsi2./(1-quiralidad.^2./IndiceRefrac2.^2);
%mu1=mu1./(1-quiralidad.^2./IndiceRefrac2.^2);
%mu2=mu2./(1-quiralidad.^2./IndiceRefrac2.^2);
epsi4=permitividad;
mu4=permeabilidad;
epsi1=epsi1./(1-quiralidad.^2);
epsi2=epsi2./(1-quiralidad.^2);
mu1=mu1./(1-quiralidad.^2);
mu2=mu2./(1-quiralidad.^2);

end
epsi1=epsi1./epsi0;
epsi2=epsi2./epsi0;

```

```

mu1=mu1./mu0;
mu2=mu2./mu0;
n1=sqrt(mu1.*epsi1);
n2=sqrt(mu2.*epsi2);
n4=sqrt(mu4.*epsi4);

%PLOTS
if(inter=='si')
    fp=f(Npuntos)/80.;
    f1=(f(1):f(Npuntos)/20:f(Npuntos));
    f2=(f(1)+fp:f(Npuntos)/20:f(Npuntos)+fp);
    f3=(f(1)+2*fp:f(Npuntos)/20:f(Npuntos)+2*fp);
    f4=(f(1)+3*fp:f(Npuntos)/20:f(Npuntos)+3*fp);
    epsi1=interp1(f,epsi1,f1);
    epsi2=interp1(f,epsi2,f2);
    epsi4=interp1(f,epsi4,f3);
    epsi5=interp1(f,epsi5,f4);
    mu1=interp1(f,mu1,f1);
    mu2=interp1(f,mu2,f2);
    mu4=interp1(f,mu4,f3);
    mu5=interp1(f,mu5,f4);
    n1=interp1(f,n1,f1);
    n2=interp1(f,n2,f2);
    n4=interp1(f,n4,f3);
    indicer2=interp1(f,indicer2,f4);
    quiralidad=interp1(f,quiralidad,f1);

    figure(7); hold on; grid on;
    plot(f1,real(epsi1),'r~',f2,real(epsi2),'ro',...
    f3,real(epsi4),'r*',f4,real(epsi5),'rs','MarkerFaceColor','r','MarkerSize',10);
    legend('Re(\epsilon_{VR})','Re(\epsilon_{K-K-VR})',...
    'Re(\epsilon_{propio})','Re(\epsilon_{K-K-propio})');
    xlabel('f (GHz)','FontSize',18);
    ylabel('\epsilon_{r}','FontSize',22); title('Permitividad relativa','FontSize',18);
    set(gca,'FontSize',16);
    set(gca,'XTickLabel',[f(1)/1E9:f(Npuntos)/1E10:f(Npuntos)/1E9]);
    figure(7);
    plot(f1,imag(epsi1),'b~',f2,imag(epsi2),'bo',f3,imag(epsi4),'b*'...
    ,f4,imag(epsi5),'bs','MarkerFaceColor','b','MarkerSize',10);
    figure(8); hold on; grid on;
    plot(f1,real(mu1),'r~',f2,real(mu2),'ro',f3,real(mu4),'r*'...
    ,f4,real(mu5),'rs','MarkerFaceColor','r','MarkerSize',10);
    legend('Re(\mu_{VR})','Re(\mu_{K-K-VR})','Re(\mu_{propio})','Re(\mu_{K-K-propio})');
    xlabel('f (GHz)','FontSize',18); ylabel('\mu_{r}','FontSize',22);
    title('Permeabilidad relativa','FontSize',18);
    set(gca,'FontSize',16);
    set(gca,'XTickLabel',[f(1)/1E9:f(Npuntos)/1E10:f(Npuntos)/1E9]);
    figure(8);
    plot(f1,imag(mu1),'b~',f2,imag(mu2),'bo',f3,imag(mu4),'b*'...
    ,f4,imag(mu5),'bs','MarkerFaceColor','b','MarkerSize',10);
    figure(9); hold on; grid on;
    plot(f1,real(n1),'r~',f2,real(n2),'ro',f3,real(n4),'r*',...
    f4,real(indicer2),'rs','MarkerFaceColor','r','MarkerSize',10);
    legend('Re(n_{VR})','Re(n_{K-K-VR})','Re(n_{propio})','Re(n_{K-K-propio})');
    xlabel('f (GHz)','FontSize',18); ylabel('n','FontSize',22);
    title('Índice de refracción','FontSize',18);
    set(gca,'FontSize',16);
    set(gca,'XTickLabel',[f(1)/1E9:f(Npuntos)/1E10:f(Npuntos)/1E9]);

```

```

figure(9);
plot(f1,imag(n1),'b^',f2,imag(n2),'bo',f3,imag(n4),'b*',...
f4,imag(indicer2),'bs','MarkerFaceColor','b','MarkerSize',10);
figure(10); hold on; plot(f1,real(quiralidad),'r*',f1,imag(quiralidad),'b*',...
'MarkerSize',10);
legend('Re(\kappa)','Im(\kappa)'); grid on;
xlabel('f (GHz)','FontSize',18); ylabel('\kappa','FontSize',22);
title('Quiralidad Absoluta','FontSize',18);
set(gca,'FontSize',16);
set(gca,'XTickLabel',[f(1)/1E9:f(Npuntos)/1E10:f(Npuntos)/1E9]);

else
figure(7);
subplot(221); hold on;
plot(f,real(epsil1),'b.',f,imag(epsil1),'c.',...
f,real(epsil2),'r.',f,imag(epsil2),'m.',f,real(epsil4),'k.',...
f,imag(epsil4),'g.',f,real(epsil5),'y.',f,imag(epsil5),'bs');
legend('Re(\epsilon_{VR})','Im(\epsilon_{VR})','Re(\epsilon_{K-K-VR})'...
,'Im(\epsilon_{K-K-VR})','Re(\epsilon_{propio})','Im(\epsilon_{propio})'...
'Re(\epsilon_{K-K-propio})','Im(\epsilon_{K-K-propio})');
xlabel('f (GHz)','FontSize',18);
ylabel('\epsilon_{r}','FontSize',22);
title('Permitividad relativa','FontSize',18);
set(gca,'FontSize',16);
grid on;
set(gca,'XTickLabel',[f(1)/1E9:f(Npuntos)/1E10:f(Npuntos)/1E9]);

%figure(8); hold on;

subplot(222); hold on;
plot(f,real(mu1),'b.',f,imag(mu1),'c.',f,real(mu2),'r.',f,imag(mu2),'m.',...
f,real(mu4),'k.',f,imag(mu4),'g.',f,real(mu5),'y.',f,imag(mu5),'bs');
legend('Re(\mu_{VR})','Im(\mu_{VR})','Re(\mu_{K-K-VR})','Im(\mu_{K-K-VR})'...
'Re(\mu_{propio})','Im(\mu_{propio})','Re(\mu_{K-K-propio})','Im(\mu_{K-K-propio})');
xlabel('f (GHz)','FontSize',18);
ylabel('\mu_{r}','FontSize',22);
title('Permeabilidad relativa','FontSize',18);
set(gca,'FontSize',16);
grid on;
set(gca,'XTickLabel',[f(1)/1E9:f(Npuntos)/1E10:f(Npuntos)/1E9]);

%figure(9); hold on;

subplot(223); hold on;
plot(f,real(n1),'b.',f,imag(n1),'c.',f,real(n2),'r.',f,imag(n2),'m.',...
f,real(n4),'k.',f,imag(n4),'g.',f,real(indicer2),'y.',f,imag(indicer2),'bs');
legend('Re(n_{VR})','Im(n_{VR})','Re(n_{K-K-VR})','Im(n_{K-K-VR})','Re(n_{propio})'...
,'Im(n_{propio})','Re(n_{K-K-propio})','Im(n_{K-K-propio})');
xlabel('f (GHz)','FontSize',18);
ylabel('n','FontSize',18);
title('Índice de refracción','FontSize',18);
set(gca,'FontSize',16);
grid on;
set(gca,'XTickLabel',[f(1)/1E9:f(Npuntos)/1E10:f(Npuntos)/1E9]);

%figure(10); hold on;

subplot(224); hold on;

```

```

plot(f,real(quiralidad),'r*',f,imag(quiralidad),'b*');
title('Quiralidad absoluta','FontSize',18);
legend('Re(\kappa)','Im(\kappa)'); grid on;
xlabel('f (GHz)','FontSize',18);
ylabel('\kappa','FontSize',22);
set(gca,'FontSize',16);
set(gca,'XTickLabel',[f(1)/1E9:f(Npuntos)/1E10:f(Npuntos)/1E9]);

end

%Ajuste de los datos a un modelo de Lorentz (no se realiza)
% ftype=fitttype('real(eri+((ers-eri)*w0e^2)/(w0e^2-w^2+2*j*xie*w))','ind','w');
% opts=fitoptions('method','NonlinearLeastSquares',...
'StartPoint',[10 5 7.5E10 0.012],'TolFun',1E-6,'Robust','on');
% w=2*pi*f;
% fresult=fit(w,real(eps4),ftype,opts);
% figure(125); plot(w,real(eps4)); hold on;
% plot(fresult);
% hold off;
% fresult

%Calculo el ángulo de rotación de la polarización

[Ang, MjA, MnA]=CalculaEllipse(TCO,TCR);
figure(6);plot(f,Ang); title('Ángulo rotación','FontSize',18); legend('Ángulo'); hold on;
xlabel('f (Hz)','FontSize',18); ylabel('Angulo (grados)','FontSize',18);
set(gca,'FontSize',16); grid on;
set(gca,'XTickLabel',[f(1)/1E9:f(Npuntos)/1E10:f(Npuntos)/1E9]);
set(gca,'XTickLabel',[5:5:20]);

%Función que me calcula el índice de refracción usando argumentos de
%continuidad

function [IRN]=CalculaIndiceRefrac(PP, f, L, nvuelatas)
Cluz=299792458;
IR=j*Cluz*log(abs(PP))./(4*pi*L*f)-Cluz*phase(PP)./(4*pi*L*f)-nvuelatas*Cluz./(2*L*f);
Npuntos=length(f);
for it=2:Npuntos-1
    if (abs(real(IR(it-1))-real(IR(it))))*2 < (abs(real(IR(it))-real(IR(it+1))))
        for m=-6:6
            NuevoIR(m+7) = j*Cluz*log(abs(PP(it+1)))./(4*pi*L*f(it+1))-...
            Cluz*phase(PP(it+1))./(4*pi*L*f(it+1))-...
            -(nvuelatas+m)*Cluz./(2*L*f(it+1));
        end
        [A,B]=min(abs(IR(it)-NuevoIR));
        nvuelatas =nvuelatas + B-7;
        IR(it+1:Npuntos)=j*Cluz*log(abs(PP(it+1:Npuntos)))./(4*pi*L*f(it+1:Npuntos))+...
        -nvuelatas*Cluz./(2*L*f(it+1:Npuntos))-...
        Cluz*phase(PP(it+1:Npuntos))./(4*pi*L*f(it+1:Npuntos));
        if(nvuelatas>0) fprintf('Salta a f= %.2f\n',f(it));
    end
end
end
end
IRN=IR;

%Esta función hace el phase unwrapping (existe una en MATLAB-> unwrap)

function [angulo_cor]=corrangulo(angulo_inicial, saltos)

```



```

%[angulo_cor]=corrangulo(angulo_inicial, saltos)
%           angulo_corr -- angulo corregido
%           angulo_inicial -- angulo que se desea evitar saltos
%           saltos -- saltos de angulo_inicial
m=max(size(angulo_inicial));
angulo=angulo_inicial;
ik=0;
for it=1: m-1
    if abs(angulo(it+1)-saltos*ik-angulo(it))>1
        ik=ik + sign((angulo(it+1)-saltos*ik-angulo(it)));
        end
        angulo(it+1)=angulo(it+1)-ik*saltos;
    end
angulo_cor=angulo;

%Función que lee las medidas

function [f,R, TCO, TCR]=LeeMedidas(MUESTRA, puntos,d)

%   directorio='./8_02_11/';
%   directorio='./Test8_18/';
%   directorio='./11_02_11/01_';
%   directorio='./14_02_11/02_';
%   directorio='./RCR/01_';
%   directorio='./TesisTFM/';
%   directorio='./Test_7_02_11/';

TD='si'; %Indica si usamos técnicas TD

CERO=0.;

if(TD=='no')
    [S11P]=lee(strcat(directorio, 'PEC_S11.cti'),puntos);
    [S21V,f]=lee(strcat(directorio,'VAC_S21090.cti'),puntos);
    S21VC =lee(strcat(directorio,'VAC_S21000.cti'),puntos);
else

    [S11P]=lee(strcat(directorio, 'PECTD_S11.cti'),puntos);
    [S21V,f]=lee(strcat(directorio,'VACTD_S21090.cti'),puntos);
    S21VC =lee(strcat(directorio,'VACTD_S21000.cti'),puntos);

%   [S11P]=lee(strcat(directorio, 'PS11.cti'),puntos);
%   [S21V,f]=lee(strcat(directorio,'VS21090.cti'),puntos);
%   S21VC =lee(strcat(directorio,'VS21000.cti'),puntos);

end

S11M =lee(strcat(directorio,MUESTRA,'S11.cti'),puntos);
%   S11M =lee(strcat(directorio,MUESTRA,'S11CO.cti'),puntos); %Caso ML62
S21M =lee(strcat(directorio,MUESTRA,'S21090.cti'),puntos);
S21MC =lee(strcat(directorio,MUESTRA,'S21000.cti'),puntos);
beta0=2*pi*f/3e8;    % m-1
Delta_d = CERO*(0.01e-3);    %Corrección debida a la diferencia de plano de referencia
S11MOD = S11M(:,1)./S11P(:,1);    S11FAS= ( S11M(:,2)- S11P(:,2) -pi    +2*Delta_d*beta0);

%Cálculo de TCO y TCR original sin tener en cuenta S21VCO ni S11CO

% S21MOD = S21M(:,1)./S21V(:,1);    S21FAS=(S21M(:,2) -S21V(:,2) - beta0*d);
%   S21CMOD = S21MC(:,1)./S21V(:,1);    S21CFAS=(S21MC(:,2)-S21V(:,2)- beta0*d);

```

```

%Alternativa de normalización del campo

S21MOD = abs(S21M(:,1).*exp(j.*S21M(:,2))./...
(S21V(:,1).*exp(j.*S21V(:,2))+S21VC(:,1).*exp(j.*S21VC(:,2))));
S21FAS=phase(S21M(:,1).*exp(j.*S21M(:,2))./...
(S21V(:,1).*exp(j.*S21V(:,2))+S21VC(:,1).*exp(j.*S21VC(:,2))))-beta0.*d;

S21CMOD = abs(S21MC(:,1).*exp(j.*S21MC(:,2))./...
(S21V(:,1).*exp(j.*S21V(:,2))+S21VC(:,1).*exp(j.*S21VC(:,2))));
S21CFAS=phase(S21MC(:,1).*exp(j.*S21MC(:,2))./...
(S21V(:,1).*exp(j.*S21V(:,2))+S21VC(:,1).*exp(j.*S21VC(:,2))))-beta0.*d;

%Corrección de módulo y fase de las antenas. Aproximación lineal

% S21MOD = S21M(:,1)./S21V(:,1); S21FAS=(S21M(:,2) -S21V(:,2) - beta0*d);
% S21CMOD = 1.1*S21MC(:,1)./S21V(:,1); S21CFAS=(S21MC(:,2)-S21V(:,2)- beta0*d-0.2);

%Alternativa de normalización del campo con corrección lineal de las
%antenas

% S21MOD = abs(S21M(:,1).*exp(j.*S21M(:,2))./...
(S21V(:,1).*exp(j.*S21V(:,2))+S21VC(:,1).*exp(j.*S21VC(:,2))));
% S21FAS=phase(S21M(:,1).*exp(j.*S21M(:,2))./...
(S21V(:,1).*exp(j.*S21V(:,2))+S21VC(:,1).*exp(j.*S21VC(:,2))))-beta0.*d;
% S21CMOD = 1.1*abs(S21MC(:,1).*exp(j.*S21MC(:,2))./...
(S21V(:,1).*exp(j.*S21V(:,2))+S21VC(:,1).*exp(j.*S21VC(:,2))));
% S21CFAS=phase(S21MC(:,1).*exp(j.*S21MC(:,2))./...
(S21V(:,1).*exp(j.*S21V(:,2))+S21VC(:,1).*exp(j.*S21VC(:,2))))-beta0.*d-0.2;

R = S11MOD .*exp(j*S11FAS) ; % Coef Reflexion
TCR= S21CMOD.*exp(j*S21CFAS); % Coef Transmision Cros
TCO= S21MOD .*exp(j*S21FAS) ; % Coef Transmision Co

%Tratamos los datos NOTD
if TD=='no';
R=smooth(R,101);
TCR=smooth(TCR,101);
TCO=smooth(TCO,101);
end

function [mod_fase,f]=lee(archivo1, puntos)

%[a,f]=lee(archivo,m)
% Lee los datos de frecuencia, módulo y fase medidos con el nuevo Analizador
% Entradas
% archivo producido por el nuevo ANALIZADOR
% puntos = número de puntos
% Salidas
% a matriz de dos columnas: módulo y fase (en radianes, sin saltos)
% f vector con frecuencias (GHz)

fprintf('lee: \t %s \n',archivo1)
fd1 =fopen(archivo1,'r');
for it=1:9

```

```

        cadena =fgets(fd1);
    end
    for it=1:puntos
        cadena =fgets(fd1); %FGETS Read line from file, keep newline character.
        f(it)=str2double(cadena);
        if f(it) <=0
            it=it-1;
        end
        fprintf('%03d %10.0f\n',it, f(it));
    end
    cadena =fgets(fd1);
    cadena =fgets(fd1);
    for it=1:puntos
        cadena =fgets(fd1);
        A(:,it)=sscanf(cadena,'%f,%f'); %SSCANF Read string under format control.
    end
    A=transpose(A);
    f=transpose(f);
    a2r=pi/180;
    if max(A(:,2))< pi/2
        disp('*****');
        disp('Atención el Ángulo debe estar en grados entre -180 y 180');
        disp(archivo1);
        disp('*****');
    end

    c=A(:,1).*exp(i*A(:,2)*a2r); %vector complejo
    mod_fase(1,:)=abs(transpose(c));
    mod_fase(2,:)=phase(transpose(c));
    mod_fase=transpose(mod_fase);
    max(mod_fase(:,2));
    max(mod_fase(:,1));

%Simulación de las medidas

function [f,R, TCO, TCR,TT]=SimulaMedidas(L)
    Cluz=299792458;
    Npuntos=1601;
    unos=ones(Npuntos,1);
    f=transpose(linspace(2., 20.0, Npuntos))*1e9;
    Df = f(2)-f(1);

%    [epsor,mur,kapar]= ResonanciaLorentz(f);
    epsor=(2.0 -.1j)*transpose(linspace(1., 3., Npuntos));
    mur =(1.0 -0.5j)*transpose(linspace(1., 3., Npuntos));
    kapar=(.3-.07j)*unos;

    kapa=kapar.*sqrt(epsor.*mur);
    figure(5);
    subplot(1,2,1);plot(f,real(epsor),'b-',f,imag(epsor),...
        'r-',f,real(mur),'k-', f,imag(mur),'g-');
    xlabel('f (Hz)','FontSize',18); ylabel('\epsilon_{r}, \mu_{r}','FontSize',22);
    set(gca,'FontSize',16);
    subplot(1,2,2);plot(f,real(kapa),'c-',f,imag(kapa),'c-');
    xlabel('f (Hz)','FontSize',18); ylabel('\kappa_{r}','FontSize',22);
    set(gca,'FontSize',16);
    figure(10); plot(f, real(kapa),'r-', f, imag(kapa),'b-'); hold on;

```

```

K0 = f*2*pi/Cluz;
K2 = K0.*sqrt(epsor.*mur);
Pteo=exp(-i*K2*L);
LS='si';
if(LS=='no')
    epsor=epsor./(1-kapar.^2./(epsor.*mur));
    mur=mur./(1-kapar.^2./(epsor.*mur));
end
figure(7); hold on; plot(f,real(epsor),'r-',...
f,imag(epsor),'b-','LineWidth',1); legend('\epsilon_{r_{sim}}');
figure(8); hold on; plot(f,real(mur),'r-',f,imag(mur),...
'b-','LineWidth',1); legend('\mu_{r_{sim}}');
figure(9); hold on; plot(f,real(sqrt(epsor.*mur)),'r-',...
f,imag(sqrt(epsor.*mur)),'b-','LineWidth',1); legend('n_{sim}');
% figure(4);
% plot(f,real(sqrt(epsor.*mur)),'b-',f,imag(sqrt(epsor.*mur)),'c-');
TEST_etar=(sqrt(mur./epsor) , -sqrt(mur./epsor));
for it=1:Npuntos
    if real(TEST_etar(it,1))<0
        etar(it,1)=TEST_etar(it, 2);
    else
        etar(it,1)=TEST_etar(it, 1);
    end
end
end
% figure(3); plot(f,real(etar),'b-',f,imag(etar),'b-'); hold on;
R(:,1) = (etar.^2-1).*(exp(-j*K2*L) - exp(j*K2*L)) ./ ...
( (etar-1).^2.*exp(-j*K2*L) - (etar+1).^2.*exp(j*K2*L) );
T(:,1) = ( (etar-1).^2 - (etar+1).^2 ) ./...
( (etar-1).^2.*exp(-j*K2*L) - (etar+1).^2.*exp(j*K2*L) );
TT=T.*T;
TC0(:,1) = 2*etar.*cos(K2.*kapar*L) ./ (2*etar.*cos(K2.*L) + j*(1+etar.^2).*sin(K2*L));
TCR(:,1) = -2*etar.*sin(K2.*kapar*L) ./ (2*etar.*cos(K2.*L) + j*(1+etar.^2).*sin(K2*L));

function [er, mur, kapar]=ResonanciaLorentz(f)
Cluz=299792458;
er_s = 5.; mur_s=1.1; %permitividad y permeabilidad a bajas frecuencias;
er_inf=3.; mur_inf=1.;%permitividad y permeabilidad a altas frecuencias;
tau = -6.0e-13; %Dato tomado de Molina-Cuberos, IEEE 2008

omega_0e = 2*pi*mean(f); % frecuencia ang de resonancia de la permitividad
omega_0m = omega_0e; % frecuencia ang de resonancia de la permeabilidad;
omega_0k = omega_0e; % frecuencia ang de resonancia de la quiralidad
xi_e = .12; %Factor de amortiguamiento
xi_m = xi_e; %Factor de amortiguamiento
xi_k = 0.12; %Factor de amortiguamiento, %Dato tomado de Molina-Cuberos, IEEE 2008
Npuntos = length(f);
unos = ones(Npuntos, 1);
omega = 2*pi*f;

er = er_inf + (er_s - er_inf) *omega_0e^2./...
( unos*omega_0e^2 - omega.^2 + 2*j*omega_0e*xi_e*omega);
mur = mur_inf + (mur_s-mur_inf) *omega_0m^2./...
( unos*omega_0m^2 - omega.^2 + 2*j*omega_0m*xi_m*omega);
kapa= tau*omega_0k^2*omega ./...
( unos*omega_0k^2 - omega.^2 + 2*j*omega_0k*xi_k*omega);
kapar=kapa./sqrt(er.*mur);
%Cálculo del ángulo de rotación de la polarización

```

```

function [Angulo, EjeMayor, EjeMenor]=CalculaElipse(TCO, TCR)
% Calcula la elipse apartir de las medidas de TCO y TCR
% Ver página 166-168 de Advances Engineering Electromagnetic, Balanis

n=length(TCO);

DESFA = (phase(TCO)-phase(TCR)); %Desfase radianes
OA = sqrt(.5)*sqrt( abs(TCO).^2 + abs(TCR).^2 + ...
sqrt(abs(TCO).^4 + abs(TCR).^4+ 2*abs(TCO).^2 .* abs(TCR).^2 .*cos(2*DESFA)));
OB = sqrt(.5)*sqrt( abs(TCO).^2 + abs(TCR).^2 - sqrt(abs(TCO).^4 + ...
abs(TCR).^4 +2*abs(TCO).^2 .* abs(TCR).^2 .*cos(2*DESFA)));

%TAU= pi/2 - 0.5 * atan2( 2*TCO(:,1).*TCR(:,1).*cos(DESFA), TCO(:,1).^2 -TCR(:,1).^2);
TAU= - 0.5 * atan2( 2*abs(TCO).*abs(TCR).*cos(DESFA), abs(TCO).^2 -abs(TCR).^2);
for it=1:n
    if TAU(it)>pi/2
        TAU(it)=TAU(it)-pi;
    end

    if TAU(it)< (-pi/2)
        TAU(it)= TAU(it)+pi;
    end
end

TAU=-1*TAU;
Angulo=TAU/pi*180;
EjeMayor=OA;
EjeMenor=OB;

%%Relaciones de K-K (V. Lucarini)

function rechi=kkrebook2(omega,imchi,alpha)

%The program inputs are the vector of the frequency
%(or energy) components, the vector of the imaginary
%part of the susceptibility under examination, and
%the value of the moment considered.
%The two vectors must have the same length
%and the frequency vector omega must be equispaced.
%If not, apply MATLAB functions such as interp.
%If imchi is the imaginary part of a linear susceptibility,
%alpha must be 0.
%If imchi is the imaginary part of the nth
%harmonic generation susceptibility, alpha=0,1,..2n.
%If imchi is the imaginary part of a pump and probe
%susceptibility, alpha=0 or 1.
%This files accompanies the book
%"Kramers-Kronig Relations in Optical Materials Research"
%by Lucarini, V., Saarinen, J.J., Peiponen, K.-E., Vartiainen, E.M.
%Springer, Heidelberg, 2005
%where the theory and applications are fully developed.
%The output is the estimate of the real part as obtained
%with K-K relations.
%This software is distributed under the GNU licence agreement
%by Valerio Lucarini
%email: lucarini@alum.mit.edu
%University of Camerino
%Department of Mathematics and Computer Science

```

```

%Camerino, Italy

if size(omega,1)>size(omega,2);
omega=omega';
end; if size(imchi,1)>size(imchi,2);
imchi=imchi';
end;
%Here the program rearranges the two vectors so that,
%whichever their initial shape, they become row vectors.
g=size(omega,2);
%Size of the vectors.%
rechi=zeros(size(imchi));
%The output is initialized.
a=zeros(size(imchi));
b=zeros(size(imchi));
%Two vectors for intermediate calculations are initialized
deltaomega=omega(2)-omega(1);
%Here we compute the frequency (or energy) interval
j=1;
beta1=0;
for k=2:g;
b(1)=beta1+imchi(k)*omega(k)^(2*alpha+1)/(omega(k)^2-omega(1)^2);
beta1=b(1);
end;
rechi(1)=2/pi*deltaomega*b(1)*omega(1)^(-2*alpha);
%First element of the output: the principal part integration
%is computed by excluding the first element of the input
j=g;
alpha1=0;
for k=1:g-1;
a(g)=alpha1+imchi(k)*omega(k)^(2*alpha+1)/(omega(k)^2-omega(g)^2);
alpha1=a(g);
end;
rechi(g)=2/pi*deltaomega*a(g)*omega(g)^(-2*alpha);
%Last element of the output: the principal part integration
%is computed by excluding the last element of the input
for j=2:g-1; ;
%Loop on the inner components of the output vector.
alpha1=0;
beta1=0;
for k=1:j-1;
a(j)=alpha1+imchi(k)*omega(k)^(2*alpha+1)/(omega(k)^2-omega(j)^2);
alpha1=a(j);
end;
for k=j+1:g;
b(j)=beta1+imchi(k)*omega(k)^(2*alpha+1)/(omega(k)^2-omega(j)^2);
beta1=b(j);
end;
rechi(j)=2/pi*deltaomega*(a(j)+b(j))*omega(j)^(-2*alpha);
end;
%Last element of the output: the principal part integration
%is computed by excluding the last element of

```

Bibliografía

- [1] Agilent. Agilent time domain analysis using a network analyzer, application note 1287-12. <http://cp.literature.agilent.com/litweb/pdf/5989-5723EN.pdf>.
- [2] Agilent. Specifying calibration standards and kits for agilent vector network analyzers, application note 1287-11. <http://cp.literature.agilent.com/litweb/pdf/5989-4840EN.pdf>.
- [3] C. A. Balanis. *Advanced Engineering Electromagnetics*. John Wiley & Sons, New York, NY, 1989.
- [4] Colin R. Brewitt-Taylor, Peter G. Lederer, Frank C. Smith, and Sajad Haq. Measurement and prediction of helix-loaded chiral composites. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 57(4):692–700, April 1999.
- [5] L. F. Chen, C. K. Ong, C. P. Neo, V. V. Varadan, and Vijay Varadan. *Microwave Electronics: Measurement and Materials Characterization*. Wiley, 1 edition, April 2004.
- [6] Flann. Dual polarised horn series dp240. http://www.flann.com/Products_Home/Antennas/Dual_Polar/FmiCat0788.pdf.
- [7] A. J. García-Collado et al. Materiales avanzados para frecuencias de microondas: Nuevos diseños, técnicas de medida y herramientas de análisis. *VI IBERIAN MEETING ON COMPUTATIONAL ELECTROMAGNETICS*, pages 1–8, October 2008.
- [8] F. Guérin. Energy dissipation and absorption in reciprocal bi-isotropic media described by different formalisms. *PIER*, (9):31–44, 1994.
- [9] I. V. Lindell, A. H. Sihvola, S. A. Tretyakov, and A. J. Viitanen. *Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic media*. Artech House, Boston and London, 1994.
- [10] D. Liu, U. Pfeiffer, and J. Grzyb. *Advanced millimeter-wave technologies: antennas, packaging and circuits*. J. Wiley & Sons, 2009.
- [11] V. Lucarini, J. J. Saarinen, and K. E. Peiponen. Multiple subtractive kramers-kronig relations for arbitrary-order harmonic generation susceptibilities. *Optical Communications*, 218:409–414, 2003.
- [12] V. Lucarini, J. J. Saarinen, K. E. Peiponen, and E. M. Vartiainen. *Kramers-Kronig Relations in Optical Materials Research (Springer Series in Optical Sciences)*. Springer, 1 edition, June 2005.
- [13] Álvaro Gómez, Akhlesh Lakhtakia, José Margineda, Gregorio J. Molina-Cuberos, M. José Núñez, Juan A. Saiz Ipiña, Angel Vegas, and Miguel A. Solano. Full-wave hybrid technique for 3-d isotropic-chiral-material discontinuities in rectangular waveguides: Theory and experiment. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 56(12):2815–2825, December 2008.
- [14] Metamorphose. <http://www.metamorphose-vi.org/>.
- [15] G.J. Molina-Cuberos, A. J. García-Collado, J. Margineda, M. J. Núñez, and E. Martín. Electromagnetic Activity of Chiral Media Based on Crank Inclusions. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 19(5):278–280, May 2009.
- [16] G.J. Molina-Cuberos, J. Margineda, and M. J. Núñez. Caracterización electromagnética de medios quirales artificiales mediante la técnica de onda libre. *XX Symposium Nacional URSI*, 2005.

- [17] J. Muñoz, M. Rojo, A. Parreño, and J. Margineda. Normal and oblique incidence free-wave technique for automatic measurement of permittivity and permeability at microwave frequencies. *IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference*, pages 957–962, June 1996.
- [18] J. Muñoz, M. Rojo, A. Parreño, and J. Margineda. Automatic measurement of permittivity and permeability at microwave frequencies using normal and oblique free-wave incidence with focused beam. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 47(4):886–892, August 1998.
- [19] S.A. Ramakrishna and T.M. Grzegorzczak. *Physics and applications of negative refractive index materials*. SPIE Press, 2009.
- [20] A. Shahvarpour, T. Koder, A. Parsa, and C. Caloz. Realization of an effective free-space perfect electromagnetic conductor (pemc) boundary by a grounded ferrite slab using faraday rotation. *Microwave Conference, 2009. EuMC 2009*, pages 731–734, October 2009.
- [21] A. Sihvola, P. Yla-Oijala, and I.V. Lindell. Bistatic scattering from a pemc (perfect electromagnetic conducting) sphere: surface integral equation approach. *2005 IEEE/ACES International Conference on Wireless Communications and Applied Computational Electromagnetics*, pages 317–320, April 2005.
- [22] Ari Sihvola. Metamaterials in electromagnetics. *Metamaterials*, 1(1):2–11, 2007.
- [23] D. R. Smith, S. Schultz, P. Markoš, and C. M. Soukoulis. Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients. *Phys. Rev. B*, 65(19):195104, Apr 2002.
- [24] V. V. Varadan and R. Ro. Unique retrieval of complex permittivity and permeability of dispersive materials from reflection and transmitted fields by enforcing causality. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 55(10):2224–2230, october 2007.
- [25] Viktor G Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . *Soviet Physics Uspekhi*, 10(4):509, 1968.
- [26] Bingnan Wang, Jiangfeng Zhou, Thomas Koschny, Maria Kafesaki, and Costas M. Soukoulis. Chiral metamaterials: simulations and experiments. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 11(11):114003+, November 2009.
- [27] K. R. Waters, J. Mobley, and J. G. Miller. Causality-imposed (kramers-kronig) relationships between attenuation and dispersion. *IEEE Transactions on ultrasonics, ferroelectrics and frequency control*, 52(5):822–833, May 2005.
- [28] R. Zhao, L. Zhang, J. Zhou, T. Koschny, and C. M. Soukoulis. Conjugated gammadion chiral metamaterial with uniaxial optical activity and negative refractive index. *Physical Review B*, 83:035105, January 2011.